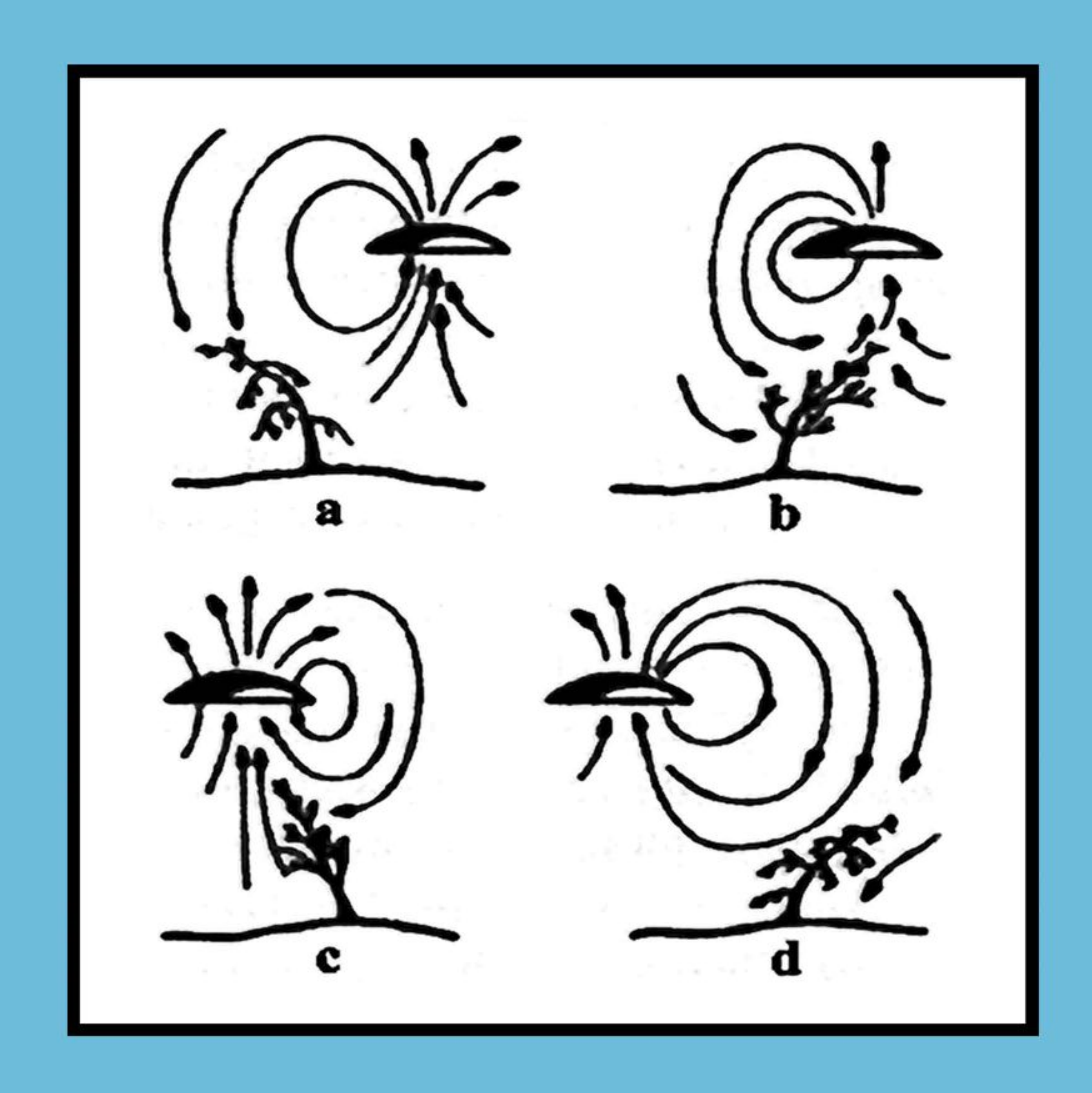
Rätselhafte Lichter und Objekte am Himmel

Beobachtungen von UAPs, UFOs und deren physikalischen Wechselwirkungen sowie theoretische Arbeiten über Metronen, Kontrabarie, Solitonen und Kugelblitze



Beiträge zur wissenschaftlichen UFO-Forschung

Herausgegeben von Illobrand von Ludwiger

IGAAP-Bericht Nr. 1

2017

Rätselhafte Lichter und Objekte am Himmel

Beobachtungen von UAPs, UFOs und deren physikalischen Wechselwirkungen sowie theoretische Arbeiten über Metronen, Kontrabarie, Solitonen und Kugelblitze

Beiträge zur wissenschaftlichen UFO-Forschung

Herausgegeben von Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

IGAAP-Bericht Nr. 1

2017

INTERDISZIPLINÄRE GESELLSCHAFT ZUR ANALYSE ANOMALER PHÄNOMENE E.V.

Impressum

ISBN 978-3-00-057321-7

Herausgeber
Interdisziplinäre Gesellschaft zur Analyse anomaler Phänomene e.V. (IGAAP)
Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger, Bahnhofstraße 51,
83620 Feldkirchen-Westerham, Deutschland.

Internet
www.igaap-de.org

Zeichnungen
Illobrand von Ludwiger

Layout / Einbandgestaltung
Michael A. Landwehr

Druck
Books on Demand GmbH, 22848 Norderstedt

Titelgrafik
Beim Überflug eines UFOs über Bäume bewegen sich diese häufig wie unter Sturmeinfluss. Verantwortlich dafür ist vermutlich ein Gravitations-Dipolfeld, das die Bäume in Abhängigkeit von der Entfernung entweder zu Boden drückt oder anzieht.

Copyright 2017 - Alle Rechte vorbehalten. Für namentlich gekennzeichnete Berichte liegen die Urheberrechte beim jeweiligen Verfasser, für alle übrigen Texte liegt das Urheberrecht beim Herausgeber. Nachdruck, auch auszugsweise, nur mit vorheriger schriftlicher Zustimmung.

Inhaltsverzeichnis

Seite

Vorwort zum ersten IGAAP-Bericht

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

1. Anmerkungen zur vorliegenden Publikation

Der vorliegende Bericht hätte bereits im Jahre 2014 als MUFON-CES Bericht Nr. 13 erscheinen sollen. Innerhalb einer vierzig Jahre währenden Untersuchungstätigkeit auf privater, unfinanzierter Basis haben die Wissenschaftler der MUFON-CES in unregelmäßigen Zeitabständen Arbeiten veröffentlicht, die verschiedene Teilaspekte des Phänomens der unidentifizierten Objekte am Himmel betreffen.

Dies sollte fortgeführt werden. Niemand rechnete damit, dass innerhalb einer wissenschaftlich orientierten Gesellschaft wie der MUFON-CES ein Mitarbeiter die bislang erfolgreiche Arbeitsweise in Frage stellen und stattdessen die Haupttätigkeit in einer anderen Vereinsstruktur, in einer anderen Satzung und in strikten Arbeitszuweisungen sehen würde, als handelte es sich bei der Gesellschaft um ein finanziertes Institut oder um einen Industriebetrieb mit hierarchischen Zuweisungen und Verantwortlichkeiten. Der betreffende Jurist wollte Mitgliedern die freiwilligen Tätigkeiten - beispielsweise auf dem Gebiet der Felduntersuchungen, Zeugenbefragungen und theoretischen Analysen - vorschreiben und beschränken, ohne einsehen zu können, dass eine nicht finanzierte Forschung allein von der Eigeninitiative einzelner Mitglieder lebt. Sachliche Diskussionen darüber wurden von dem Betreffenden mit Beschimpfungen, Beleidigungen, Vorwürfen und unsinnigen Forderungen begleitet.

Die an einer sachorientierten Arbeit interessierten Wissenschaftler verließen daraufhin den Verein MUFON-CES, um wie bisher in eigener Bestimmung weiter zu forschen. Dazu wurde 2014 die *Interdisziplinäre Gesellschaft zur Analyse anomaler Phänomene e.V.* (IGAAP) gegründet. Wegen dieser vereinsinternen Auseinandersetzungen verzögerte sich die Publikation eines weiteren 13. MUFON-CES-Berichtes, der nun als erste IGAAP-Veröffentlichung vorliegt.

Die Ergebnisse der Untersuchungen des UFO-Phänomens, die wir seit der Gründung der MUFON-CES im Jahre 1974 durchgeführt hatten, habe ich in meinem Buch *Ergebnisse aus 40 Jahren UFO-Forschung - Wie die Untersuchungen der MUFON-CES zu einem neuen Weltbild führten* (2015, Rottenburg: Kopp) zusammengefasst.

Nach alter wissenschaftlicher Tradition sind Beobachtungen Grundlage für jede theoretische Beschreibung. In den letzten Jahrzehnten hat sich diese Einsicht in der Physik allerdings verändert. Heute gebührt der theoretischen Weltbeschreibung - wie im Zeitalter der Scholastik mit ihrer religiösen Weltsicht - der Vorrang. Wenn es für Beobachtungen keine vernünftige Theorie gibt, verwirft man die Beobachtungen. Beobachten soll man nur das, was durch die Theorie erlaubt ist. Beobachtungen werden

überhaupt erst durch Theorien erzeugt: Beispielsweise werden für die Entdeckung von Superstring-Teilchen Milliarden Dollar ausgegeben, weil sie von irgendeiner verwegenen Theorie vorhergesagt werden. Nicht das neu entdeckte Offensichtliche zählt zur Realität, sondern das möglicherweise Existierende.

Wir folgen diesem Trend in der Wissenschaft nicht, sondern glauben - wie Wissenschaftler in früheren Zeiten auch -, dass man aus noch unverstandenen Beobachtungen Neues und Brauchbares erfahren kann, das man dann in die bestehenden Theorien integrieren muss. In Bezug auf anomale atmosphärische Phänomene ist die Voraussetzung dafür natürlich, dass der Wahrheitsgehalt eines jeden Sichtungsberichtes gründlich analysiert und als Faktum eruiert wurde, und dass es ausreichend viele gleichartige davon gibt. Der Wissenschaftsbetrieb ist unglaublich träge. Impulse durch neue Entdeckungen prallen an ihm ab und bringen ihn nur schwer in Bewegung. Das sichert die Beständigkeit des Wissens und des Bildes von der Welt.

Und doch können unerwartete Entdeckungen und Beobachtungen das gesamte Weltbild zum Einsturz bringen und zu einer Neuorientierung zwingen, wenn man ehrlicherweise versucht, sie als Fakten anzuerkennen. Darüber schreibt der Biologe Michael Landwehr im ersten Beitrag zu diesem IGAAP-Bericht.

In der IGAAP werden die früher bei MUFON-CES durchgeführten Falluntersuchungen fortgesetzt. Die Typenbezeichnungen für unidentifizierte Flugobjekte beziehen sich weiterhin auf die im letzten MUFON-CES-Bericht Nr. 12 verwendete Klassifizierung. Viele Sichtungsberichte, die uns in Form von Briefen, E-Mails, Fotos und CDs mitgeteilt wurden, und die hier kurz vorgestellt werden, befinden sich im Besitz der MUFON-CES.

Eine der Aufgaben, die sich die IGAAP gestellt hat, ist die Sammlung von Fällen, in denen über elektromagnetische und gravitative Wechselwirkungen (EMG) von UFOs mit der Umgebung berichtet wird. Dies ist eine langwierige Angelegenheit, da im Grunde sämtliche erhältlichen Journale und Bücher - auch die aus dem Ausland - durchsucht werden müssten. Da jedoch Übersetzer für die verschiedenen Sprachen nicht finanziert werden können, stammen die meisten Berichte nur aus angloamerikanischen Publikationen. Wenn erst einmal einige tausend EMG-Berichte vorliegen, kann ein Katalog mit Eigenschaften der Objekte erstellt werden, die wiederum von einer Theorie über den Antrieb von UFOs und dessen Auswirkungen auf die Umgebung erklärt werden müssen. Wir haben inzwischen rd. 1300 EMG-Fälle zusammengetragen, welche aus der Literatur stammen, die bis vor 25 Jahren veröffentlicht worden war. Die Suche wird gegenwärtig in der Literatur der letzten 25 Jahre fortgesetzt.

In den 1990er Jahren befanden sich unter den Mitgliedern der MUFON-CES allein 13 Physiker und unter diesen 5 Professoren verschiedener Universitäten in Deutschland. Ihre Arbeiten auf dem Gebiet der Gravitationsforschung haben wesentliche neue Einsichten geliefert mit Beiträgen, welche die Beobachtungen berücksichtigen, dass sich Gravitation - entgegen Einsteins Annahmen - doch künstlich erzeugen lässt.

Denn während die Allgemeine Relativitätstheorie (ART) sich makroskopisch vollkommen bestätigen ließ, versagt sie im Mikrobereich vollständig.

Es ist daher erforderlich, die Gravitation im Mikrokosmos zu verstehen, obwohl ihre Kraftwirkung um 40 Größenordnungen geringer als die der elektromagnetischen ist. Dieser Ansatz wurde für die Teilchenphysik von Burkhard Heim (1925-2001) mit außerordentlichem Erfolg untersucht und durchdacht, wobei die ART als Sonderfall - als Näherung - in Heims Theorie enthalten ist.

Nimmt man die Tatsache ernst, dass es unidentifizierte Objekte gibt, welche die Gravitation offensichtlich manipulieren können, dann muss man nach Theorien wie der von Burkhard Heim oder deren Weiterentwicklung durch Walter Dröscher und Jochem Häuser suchen. Die Physiker von MUFON-CES - und jetzt bei IGAAP - tun dies jedenfalls. Da die Theorie von Heim bisher noch nicht ins Englische übersetzt wurde, ist sie bei Physikern noch weitgehend unbekannt. Deshalb haben wir zunächst meine einführende Übersicht über diese Theorie ins Englische übersetzen lassen, um internationale Leser auf diese aufmerksam zu machen. Der Titel meines Buches *Das neue Weltbild des Physikers Burkhard Heim* (2006, Grünwald: Komplett Media) lautet im Englischen *The New Worldview oft the Physicist Burkhard Heim* und kann auf der Homepage www.heim-theory.com als PDF heruntergeladen werden.

Bevor mit einer Übersetzung der Bücher von Burkhard Heim ins Englische begonnen wird, sollten einige marginale Fehler in Heims Herleitungen korrigiert und die wenig didaktische Darstellung in seinen Büchern überarbeitet werden. Wir haben uns entschlossen, auch einige Richtigstellungen und Ergänzungen zu früheren Aufsätzen von Heim nachzuholen, denn sein Nachlass enthält Manuskripte mit all den Herleitungen, die von ihm damals nicht veröffentlicht bzw. mehr oder weniger unverständlich dargestellt worden waren.

Ein wesentlicher Ausgangspunkt der Heimschen phänomenologischen Gravitationstheorie ist die Erkenntnis, dass die Energie des Gravitationsfeldes um ein elementares Partikel herum zwar gering ist, ihm aber trotzdem eine Masse zukommen müsse. Daraus ergeben sich neue Fakten - u. a. auch die Herleitung einer kleinsten Fläche, die Heim das Metron nennt. Der theoretische Physiker Roger Florian hat diese Konstante in seinem Beitrag nochmals exakt hergeleitet.

In der Zeitschrift *Flugkörper* hatte Heim 1959 seine Verwendung der Riemann-Geometrie im Mikrobereich nur flüchtig angedeutet. Auch die kontrabarische Gleichung hatte Heim nicht explizit entwickelt, weil er fürchtete, dass ihm Andere die Idee der Erzeugung künstlicher Beschleunigungsfelder durch Manipulation elektromagnetischer Strahlung wegnehmen könnten. Seine eigene Apparatur, die er sich von Helfern hatte zusammenbauen lassen, war zum Nachweis des kontrabarischen Effektes ungeeignet. Wir geben die Herleitung dieser Gleichung und die Ansätze zu deren experimenteller Bestätigung an, in der Hoffnung, dass sich Physiker finden, welche

die Gleichung entweder ad absurdum führen oder Experimente für deren Nachweis entwickeln werden.

Ebenso wartet das „Rotationsexperiment“ noch auf seine Durchführung. Nach Heims phänomenologischer Gravitationstheorie sollten auch elektrisch ungeladene Massen bei der Rotation ein schwaches Magnetfeld erzeugen. Empirisch ist dies in der Astronomie bereits seit langem bestätigt. Doch das Laborexperiment (Harasim, von Ludwiger, Kroy und Auerbach, 1985: in *SQUID and their Applications*, Berlin, New York: Walter de Gruyter & C.) wurde aus Kostengründen noch nicht durchgeführt. Heims Theorie ist daher bis heute noch nicht durch Experimente widerlegt worden und seine frühen theoretischen Arbeiten bleiben auch weiterhin aktuell.

Bereits vor rd. 20 Jahren hatte uns der theoretische Physiker Prof. Dr. H.-Th. Auerbach (damals ETH Zürich) seine Theorie über Kugelblitze zur Veröffentlichung angeboten, da auch Kugelblitze zu den leuchtenden Erscheinungen in der Atmosphäre zählen, die noch unverstanden und somit ebenfalls Teil unserer Forschungen sind. Im Gegensatz zu „unidentifizierten atmosphärischen Phänomenen“ (UAPs) und „unidentifizierten Flugobjekten“ (UFOs) gelten Kugelblitze jedoch als identifiziert, weil sie von gewissen atmosphärischen Bedingungen abhängen und damit eine kausal bestimmbare Ursache haben. In den MUFON-CES-Berichten Nr. 4 (1978) und Nr. 8 (1981) wurden bereits Aufsätze über Eigenschaften der Kugelblitze gebracht, jedoch keine Theorien über ihre Entstehung. Die Arbeit von Auerbach ist dermaßen umfangreich, dass wir nicht recht wussten, ob es wegen der wenigen Leser, die ein theoretisches physikalisches Interesse daran haben könnten, gerechtfertigt wäre, den Platz für andere kürzere Aufsätze zu verbauen. Daher verzögerte sich die Publikation bei MUFON-CES so lange Zeit. Im Jahre 2013 überzeugten uns Physiker, denen wir diesen Aufsatz zu lesen gegeben hatten, davon, dass wir diese noch nicht durch Rechnungen bestätigte Theorie unbedingt veröffentlichen und sie somit Experten zugänglich machen sollten. Die umfangreiche theoretische Arbeit liefert einen Satz von Differenzialgleichungen, die im Einzelnen mit leistungsstarken Computern durchgerechnet werden müssten. Das ist bisher aus Mangel an einer Finanzierung noch nicht in Angriff genommen worden. Daher fehlt bis heute eine Bestätigung der Richtigkeit dieser Theorie.

Auch der Beitrag von Auerbach über Solitonen wird nur Physiker interessieren. Er ist für das Verständnis der Berechnungen in der Kugelblitztheorie jedoch von Nutzen. Es ist unsere Hoffnung, dass Auerbachs Aufsätze jungen Physikern als Vorlage für weitere Berechnungen dienen werden.

2. UFO-Forschung: Eine Einschätzung der Situation

Es ist an dieser Stelle nützlich, kurz eine Einschätzung der Situation in der UFO-Forschung zu geben. Das Phänomen der unidentifizierten Flugobjekte wird in den öffentlichen Medien jetzt seit 70 Jahren diskutiert. Man sollte annehmen, dass inzwischen längst festgestellt werden konnte, um was es sich dabei handelt und ob es Beweise dafür gibt, dass uns tatsächlich eine fremde Intelligenz besucht - denn das wäre die einzig vernünftige Schlussfolgerung zu der alle Experten kommen müssten, die das Phänomen intensiv untersucht haben. Über die wenigen wissenschaftlichen Untersuchungen berichtet die sogenannte seriöse Presse allerdings nicht. Denn für eine umfassende investigative Recherche fehlt den Journalisten die Zeit und der Mut. Jeder orientiert sich an der Meinung der anderen Kollegen, die auch nichts wissen. Weil das die Mehrheit ist, fühlt man sich mit seiner Unwissenheit auf der sicheren Seite, wenn man das Phänomen als Unsinn abtut. Journalisten schließen sich beispielsweise der völlig unfundierten Meinung des SPIEGEL (24.04.1978) an, die er bis heute nicht widerrufen hat: *„Gegenwärtig gelangt der Aberglaube zu neuer, beinahe mittelalterlich anmutender Hochblüte. Der Rückfall in den Irrationalismus als Massenphänomen lässt sich an Bestsellerlisten ebenso ablesen wie am wachsenden Zulauf zu mystischen Vereinigungen und am neu erwachten UFO-Kult.“*

Auch Wissenschaftsjournalisten vertreten nur ihre eigene uninformierte Meinung. Von ihren Informanten, den Wissenschaftlern, erfahren sie nichts über UFO-Studien, denn Wissenschaftler befassen sich mit dem Thema nicht. UFO-Berichte sind der Wissenschaft einfach zu unglaublich, widersprechen scheinbar allen Gesetzen der Physik und stammen größtenteils von Sensations-Schreibern oder von Laien, die bekannte Phänomene verwechseln. Niemand will auf unsinnige Anekdoten hereinfallen und sich damit seine Karriere ruinieren. Außerdem gibt es von politischer Seite keinen Auftrag und somit kein Geld, um sich mit dieser Sache befassen zu können.

Dagegen werden die Militärs direkt mit dem Phänomen konfrontiert und müssen darauf reagieren. Ihre Aufgabe ist es, Gefahren zu erkennen und abzuwehren. Es ist aber nicht ihre Aufgabe, atmosphärische Phänomene wissenschaftlich zu analysieren. Sie müssen daher ihre Unwissenheit über die unbekannten Eindringlinge im Luftraum zugeben und ihre Regierungen informieren. Die Regierungschefs der großen Nationen können bei Kenntnis der Sachlage das Volk aber prinzipiell nicht über die Anwesenheit einer fremden Intelligenz, die sich vor den Menschen verbirgt, unterrichten, weil sie deren Gefährlichkeit nicht zutreffend einschätzen können. Solange das der Fall ist, wird es auch in absehbarer Zeit keine Regierungserklärung über die Existenz der fremden Flugobjekte und ihrer intelligenten Besatzungen geben. Daher wäre ein „Disclosure“ durch die US-Regierung einerseits geradezu unverantwortlich. Doch andererseits wird der Druck der Öffentlichkeit immer stärker, dies tun zu müssen. Als ein Beispiel dafür mögen die unzähligen, ehemals geheimen Dokumente zum UFO-Phänomen dienen, die inzwischen in den USA und Europa aufgrund von Anfragen nach dem Informationsfreiheitsgesetz veröffentlicht wurden.

Trotz dieser Erfolge ist es dabei geblieben, dass die Regierungsbehörden die Existenz des Phänomens abstreiten und verschweigen. Sie sind offenbar der sehr plausiblen Ansicht, dass eine Veröffentlichung der Kenntnisse über UFOs den sozialen Frieden mehr gefährden würde als das Verschweigen dieses Wissens.

Stephen Hawking bemerkte einmal recht zutreffend, dass sich die Menschheit sofort verstecken sollte, wenn sie eine fremde Intelligenz irgendwo im Universum entdecken sollte, weil man deren Gefährlichkeit nicht einschätzen könne. Leider ist die Lage jetzt nicht mehr so günstig, dass wir die Möglichkeit hätten, uns zu verstecken. Denn *wir* wurden bereits von Fremden entdeckt - und nicht umgekehrt!

Alle für die Sicherheit ihrer Länder Verantwortlichen befinden sich in einer Art Schockstarre, während die ahnungslosen Wissenschaftler Berichte über UFOs belächeln und noch immer hoffen, selbst irgendwo außerirdisches Leben zu entdecken - denn potentiell lebensfreundliche Planeten wurden in letzter Zeit zu Hauf gefunden. Alle Regierungen blicken auf die USA und warten ab, wie man der Situation dort begegnet. Von der neuen Trump-Regierung sind mit Sicherheit keine intelligenten, tiefgreifenden Überlegungen darüber zu erwarten.

Im Jahre 1999 haben hochrangige französische Offiziere und Geheimdienstleute im Projekt COMETA nicht nur ihre eigenen Regierungschefs darüber informiert, *„worauf wir vorbereitet sein müssen"*, sondern auch die Notwendigkeit hervorgehoben, in dieser Sache dringend mit den USA zusammenzuarbeiten. (Übrigens: Die deutsche Presse hat über den COMETA-Bericht ausnahmslos geschwiegen - ganz im Gegensatz zum Ausland!) Dabei sind die Konsequenzen der Existenz unidentifizierter intelligent gesteuerter Objekte in unserem Luftraum unvorstellbar bedeutsam und möglicherweise für die Zukunft der Menschheit sogar bedrohlich. Einer der führenden UFO-Forscher, der Historiker Prof. David Jacobs, meint in seinem Buch *Geheimes Leben* (1995), dass die Gründe dafür, weshalb die Existenz von UFOs der Öffentlichkeit und den Wissenschaftlern weitgehend verborgen geblieben ist, von den UFO-Insassen selbst inszeniert werden. Er schreibt: *„Die Aliens haben uns hinters Licht geführt. Sie schläferten uns von Anfang an in unserer Wahrnehmung ihrer Anwesenheit ein, durch Verstärkung unseres ungläubigen Verhaltens und unserer Selbstgefälligkeit."*

Es wäre an der Zeit und dringend erforderlich, dass Wissenschaftler das Phänomen und die aus dessen Existenz folgenden Konsequenzen untersuchen und seriös diskutieren. Richard Hall, der stellvertretende Direktor des *National Investigation Committee on Aerial Phenomena* (NICAP), der mit Major Keyhoe lange Jahre UFO-Berichte (hauptsächlich von Soldaten und Piloten) untersucht hat, stellt fest: *„Jede Behauptung, die Wissenschaft habe mit wissenschaftlichen Studien UFOs als Fehlinterpretationen gewöhnlicher Phänomene oder als irgendetwas anderes erklären können, ist vollkommen unbegründet. Persönliche Urteile aufgrund rascher und mangelhafter Informationen sowie Lächerlichmachen des Themas sind keine Wissenschaft. Bisher*

waren Wissenschaftler eher ein Teil des Problems als ein Teil der Lösung.“ (Ungebetene Gäste, 1995)

Trotzdem ist die einzig verlässliche Institution, die uns über das UFO-Phänomen seriös unterrichten könnte, die Wissenschaft. Sie kennt die Methoden, mit denen objektive Fakten ermittelt werden können. Für eine gründliche Forschung benötigt man allerdings teure Geräte, deren Beschaffung und Betrieb finanziert werden müsste. Aber es fehlt der politische Wille, dafür einen Auftrag zu erteilen. Kein Politiker, der die Existenz von UFOs für möglich hält, wird wiedergewählt - wenigstens nicht hier in Deutschland. In Frankreich ist das anders, weil man dort die Realität des Phänomens bereits 1954 nach Massensichtungen erkannt hat.

Viele Menschen wundern sich, warum sich die überwältigende Mehrheit der Wissenschaftler nicht für die Untersuchung des UFO-Phänomens interessiert. Dieses Desinteresse ist eine Folge der im Wissenschaftsbetrieb geltenden „Scientifical Correctness“, wonach sich kein Wissenschaftler mit Randgebieten der Realität beschäftigen darf, für die es - wie bereits oben erwähnt - keine theoretische Erklärung gibt. In einem Erlass des *National Research Council* in den USA - quasi dem „Wissenschafts-Vatikan“ - wurde 1988 festgesetzt: *„Den erbrachten Beweisen, sowohl den statistischen als auch andersartigen, auch unabhängig davon wie stark sie sind, kann ohne eine überzeugende und umfassende Theorie keinerlei Wert beigemessen werden.“* Demnach existieren Fakten für sich allein im wissenschaftlichen Sinne nicht - es sei denn, es handelt sich um marginale Abweichungen von bekannten und verstandenen Tatsachen. Daher verhalten sich Wissenschaftler, die sich mit paranormalen Dingen befassen, wissenschaftlich unkorrekt. Niemand will zu dieser verfemten Gruppe gehören, wenn er noch eine Karriere vor sich zu haben glaubt.

Dieser Sachverhalt bestätigt die allgemeine Vermutung in der Bevölkerung, dass Wissenschaft mehr auf Autorität als auf Beobachtung und Verstand beruht. So gut wie keinem Wissenschaftler und Journalisten sind die Ergebnisse der staatlich finanzierten wissenschaftlichen Analysen von UFO-Berichten bekannt, die in den USA, der UdSSR und in Frankreich bereits vor mehr als 40 Jahren durchgeführt wurden, und die bestätigen, dass zumindest 1187 hervorragend protokollierte Sichtungen nicht identifiziert werden können. Damit wurde die Existenz unidentifizierter Flugobjekte wissenschaftlich festgestellt - aber nicht allgemein bekannt!

Glücklicherweise gibt es neugierige und mutige Wissenschaftler in aller Welt, die ohne Finanzierung, jedoch unter Anwendung wissenschaftlicher Methoden, das UFO-Phänomen auf eigene Faust untersuchen. Es stellte sich heraus, dass als notwendige Basis für eine wissenschaftliche UFO-Forschung der Zugang zu einem großräumigen militärischen Radarnetz unumgänglich ist. Mit diesem System können das Verhalten und damit einige der Absichten der Fremden ermittelt werden. Bei MUFON-CES hatten wir drei Jahre lang die Möglichkeit, den Nutzen eines Radarsystems für die wissenschaftliche UFO-Forschung zu erproben.

Anlässlich der Rockefeller-Konferenz im September 1997 in New York konnte ich Kollegen und skeptischen Wissenschaftlern mehrere unidentifizierte Flugspuren vorführen. In meinem Buch *Best UFO Cases - Europe* (1998, Las Vegas: NIDS) habe ich die Radar-Beobachtungen auch veröffentlicht. Der in der Welt führende UFO-Forscher Dr. Richard Haines schrieb darüber im *Journal of Scientific Exploration* (Vol.14, No.1, 2000, S. 123): *„Jeder, der behauptet, dass es keine Radarspuren von höchst anomalem Flugverhalten gibt, sollte dieses Kapitel im Detail studieren. (...) Das Buch ist eines der seriösesten und positiven Beiträge zur Literatur über eine Vielzahl von UFO-Phänomenen und wird es wohl noch für viele kommende Jahre bleiben."*

Die Untersuchungen seriöser Wissenschaftler in aller Welt, die sich mit dem UFO-Phänomen beschäftigt haben, ergaben, dass die unidentifizierten Flugobjekte

- die Schwerkraft manipulieren können,
- auf Fotos, Filmen und Radar erfasst werden,
- in tausenden verschiedener Formen gesehen werden,
- jeden Monat rd. 100 mal irgendwo auf der Welt den Zeugen näher als 30 m kommen (siehe dazu www.igaap-de.org/sichtungsberichte/),
- jeden Monat rd. 20 mal kurz landen,
- in rd. 10 % aller Sichtungen ins Nichts verschwinden,
- Wesen als Insassen haben, deren Aussehen fremdartig ist und deren Absichten unbekannt sind.

Alle Beobachtungen lassen darauf schließen, dass wegen der großen Vielzahl an UFO-Typen, Insassen-Rassen und Landungen das Universum von intelligentem Leben wimmeln muss, und dass die interstellare Raumfahrt relativ leicht zu bewältigen sein muss, wenn man weiß „wie es geht". Wenn sich die Flugobjekte vor den Augen der Zeugen ins Nichts auflösen können, dann erinnert dies an das Phänomen der Apporte. Auch hier verschwinden Objekte oder tauchen aus dem Nichts auf. Nimmt man dieses Phänomen ernst, wie wir es tun (beispielsweise in dem Artikel von v. Ludwiger und Nahm: *Apport Phenomena of Medium Herbert Baumann (1911-1990) - Report on Personal Experiences*; *Journal of Scientific Exploration*, Vol. 30, Nr. 4, Winter 2016, S.537-558), dann muss es in der Welt - oder besser im 6-dimensionalen Hyperraum - eine andere Art von Ortsversetzung als der Bewegung zwischen zwei Orten geben, nämlich eine instantane Projektion von einem Ort auf einen anderen. Wir sind der Ansicht, dass dies auch der Schlüssel zum Verständnis der interstellaren Reisen ist. Auch aus diesem Grunde wäre es wichtig, die Heimsche Theorie, die diese Ortsversetzung ermöglicht, intensiver zu untersuchen.

Statt also das UFO-Phänomen auszublenden und zu verdrängen, müssen wir das Beste aus den Beobachtungen machen und neues Wissen aus den Schatten ableiten, welche eine Technologie der Zukunft auf uns wirft, die von weit fortgeschrittenen fremden Rassen irgendwo aus dem Weltall bereits vor Jahrhunderten entwickelt wurde.

Die vier Kränkungen der Menschheit

Dipl.-Biol. Michael A. Landwehr

Die drei historischen Kränkungen

In der Geschichte der Menschheit gab es drei große Umbrüche im Denken, die mit drei großen Namen verbunden sind: Nikolaus Kopernikus, Charles Darwin und Sigmund Freud. Diese Umbrüche waren so radikal, dass sie das Weltbild der Menschen zutiefst erschütterten.

Es war Sigmund Freud selbst, der sie identifizierte und den Begriff der „Kränkungen der Menschheit" prägte. Er veröffentlichte seine Diagnose der verletzten Eigenliebe des Menschen 1917 in einem Aufsatz mit dem Titel „Eine Schwierigkeit der Psychoanalyse" (Freud 1947: 7). Gänzlich kritiklos blieb dieser Aufsatz nicht. Von dem Naturwissenschaftler und Erkenntnistheoretiker Gerhard Vollmer stammt zum Beispiel der berechtigte Vorwurf, dass Freud seine Theorie der Psychoanalyse gegen jegliche Kritik zu immunisieren versuchte, indem er sie auf eine Stufe mit Kopernikus und Darwin stellte (vgl. Vollmer 1994). Von der Mehrheit der Autoren - Vollmer eingeschlossen - wird aber auch die dritte Kränkung akzeptiert, die Sigmund Freud aus seiner eigenen Theorie der Psychoanalyse ableitete.

Freud beschreibt die drei Kränkungen wie folgt (zitiert nach Vollmer 1994; Hervorhebungen durch den Autor):

(1) *„Der Mensch glaubte zuerst in den Anfängen seiner Forschung, daß sich sein Wohnsitz, die Erde, ruhend im Mittelpunkt des Weltalls befände. [...] Die Zerstörung dieser narzißtischen Illusion knüpft sich für uns an den Namen und das Werk des Nik. Kopernikus im sechzehnten Jahrhundert. [...] Auch die große Entdeckung des Kopernikus war also schon vor ihm gemacht worden. Als sie aber allgemeine Anerkennung fand, hatte die menschliche Eigenliebe ihre erste, die* ***kosmologische Kränkung*** *erfahren."*

(2) *„Der Mensch warf sich im Laufe seiner Kulturentwicklung zum Herrn über seine tierischen Mitgeschöpfe auf. Aber mit dieser Vorherrschaft nicht zufrieden, begann er eine Kluft zwischen ihr und sein Wesen zu legen. Er sprach ihnen die Vernunft ab und legte sich eine unsterbliche Seele bei, berief sich auf eine hohe göttliche Abkunft, die das Band der Gemeinschaft mit der Tierwelt zu zerreißen gestattete. [...] Der Mensch ist nichts anderes und nichts Besseres als die Tiere, er ist selbst aus der Tierreihe hervorgegangen, einigen Arten näher, anderen ferner verwandt. Dies ist aber die zweite, die* ***biologische Kränkung*** *des menschlichen Narzißmus."*

(3) *„Der Mensch, ob auch draußen erniedrigt, fühlt sich souverän in seiner eigenen Seele. Irgendwo im Kern seines Ich hat er sich ein Aufsichtsorgan geschaffen, welches seine eigenen Regungen und Handlungen überwacht. [...] Aber die beiden Aufklärungen [durch die Psychoanalyse], daß das Triebleben der Sexualität in uns nicht voll zu bändigen ist, und daß die seelischen Vorgänge an sich unbewußt sind und nur durch eine unvollständige und unzuverlässige Wahrnehmung dem Ich zugänglich und ihm unterworfen werden, kommen der Behauptung gleich, daß das Ich nicht Herr sei in seinem eigenen Haus. Sie stellen miteinander die* ***dritte Kränkung*** *der Eigenliebe dar, die ich die* ***psychologische*** *nennen möchte."*

Verschiedene Autoren haben diesen drei historischen Kränkungen noch weitere hinzugefügt. So ist in der Literatur beispielsweise die Rede von der ökologischen, ethnologischen und digitalen Kränkung (vgl. Wikipedia 2017 sowie Vollmer 1994). Ein Vergleich mit den drei Kränkungen nach Freud offenbart allerdings, dass sie die Stellung des Menschen nicht so grundsätzlich beleuchten wie diese. Insofern ist auch ihre Einreihung im Anschluss an die drei historischen Kränkungen nicht gerechtfertigt.

Eine zu postulierende vierte Kränkung der Menschheit müsste mindestens eine ebenso große Kraft besitzen wie diese und einen ebenso schweren Rückschlag für das Selbstbild des Menschen bedeuten. Eine solche Kränkung würde sich gerade dadurch auszeichnen, dass sie bisher in der Literatur fast keine Erwähnung gefunden hat, da das bloße Nachdenken über sie so unerträglich ist, dass die Gesellschaft sie mit einem Denkverbot belegt hat.

Begeben wir uns also auf Spurensuche nach einer solchen potentiellen vierten Kränkung der Menschheit...

Der Mensch: Gefangener einer anthropozentrischen Weltsicht

Seit einigen Jahren liegt ein immer größerer Fokus der Naturwissenschaften auf der Suche nach außerirdischem Leben. Selbst in unserem eigenen Sonnensystem wird dessen Existenz nicht ausgeschlossen, wie die Diskussionen über den Mars sowie den Jupitermond Europa und den Saturnmond Enceladus zeigen. Interessanterweise ist dabei aber fast ausnahmslos von „einfachen Lebensformen“ oder „Mikroorganismen“ die Rede. Ein bloßer Zufall? Wissenschaftliche Gewissheit? Oder verbirgt sich hinter der Wahl dieser Begriffe möglicherweise ein psychologisches Moment?

Dass das Letztere tatsächlich der Fall ist, offenbart ein Blick auf das SETI-Projekt (Search for ExtraTerrestrial Intelligence; SETI 2017): SETI lauscht mit riesigen Antennen in die Tiefen des Weltalls in der Hoffnung, Signale von außerirdischen Zivilisationen aufzufangen. Die gut begründete Annahme der UFO-Phänomen-Forschung,

dass intelligente außerirdische Lebensformen die Erde bereits gefunden und besucht haben oder dieses sogar aktuell tun, kommentiert die NASA in einer ihrer Veröffentlichungen mit der in Klammern gesetzten Bemerkung „*[...] (es sei denn, man erkennt die Beweise für UFOs an, was die SETI-Unterstützer aber sorgfältig vermeiden).*“ (NASA 2014: 57)

Es ist, als ob die Außerirdischen nur in den Tiefen des Alls eine Daseinsberechtigung haben dürfen - so weit weg, dass sie zu „*reinen Fabelwesen*“ werden (Pröschold 2012: 75), ihre Existenz keine Gefahr für unser anthropozentrisches Selbstbild darstellt und sie unsere Position als „Krone der Schöpfung“ nicht gefährden können: Bis in die Gegenwart versuchen die SETI-Forscher *"[...] die Aliens wenigstens gedanklich in eine möglichst große Entfernung zu verbannen, gleichsam in eine fiktive Quarantäne, aus der heraus sie mit uns kommunizieren dürfen [...]* “ (Schetsche 2011: 13).

Damit offenbart sich SETI als ein irrationaler Abwehrmechanismus, der die Angst des Menschen vor dem „radikal Fremden“ widerspiegelt. Allein der Gedanke an die Möglichkeit der direkten Begegnung mit Außerirdischen hier auf unserem „eigenen“ Planeten ist für den Menschen unerträglich. Denn wer diese Möglichkeit ernsthaft in Betracht zieht, muss ebenfalls eingestehen, dass es sich um Intelligenzen handeln muss, die uns technologisch weit überlegen sind und die möglicherweise sogar Raum und Zeit zu manipulieren vermögen - viele Untersuchungen, die im Rahmen der Erforschung des UFO-Phänomens durchgeführt wurden, legen diesen Schluss nahe (vgl. z.B. Vallée 1994). Mit diesem Eingeständnis zerplatzt das Selbstbild vom „absoluten Menschen“ wie eine Seifenblase und man wähnt sich in der gleichen verzweifelten Lage, in der sich die indigenen Völker Amerikas nach der Ankunft der technisch überlegenen und aggressiv agierenden Europäer befunden haben.

Doch können wir davon ausgehen, dass außerirdische Intelligenzen uns genauso behandeln würden wie wir sie, wenn sie uns technologisch unterlegen wären? Nein! Denn trotz Jahrzehnten der Erforschung des Phänomens ist unser Wissen immer noch äußerst bescheiden und wir kennen weder die Absichten und Motive der Besucher noch könnten wir sie vermutlich verstehen, denn wir müssen davon ausgehen, dass sie einen gänzlich anderen Realitätsbegriff haben als wir - und: die Fakten deuten darauf hin, dass das UFO-Phänomen uns schon seit Jahrhunderten begleitet (Vallée und Aubeck 2009). Es hätte also schon viele Gelegenheiten gegeben, uns zu unterwerfen oder zu vernichten *bevor* wir wehrhafter wurden. Doch das ist nicht geschehen.

Sobald wir versuchen, das UFO-Phänomen nach menschlichen Maßstäben zu messen, müssen wir unweigerlich scheitern. Deshalb dürfen wir auch nicht erwarten, dass „die Außerirdischen auf dem Rasen vor dem Weißen Haus landen“ und uns ihre Weltsicht erklären werden. Es bleibt *uns* überlassen, die „anthropozentrische Blockade“ zu überwinden und zu versuchen, die Hinweise, die uns das Phänomen durch sei-

ne Anwesenheit gibt, zu erkennen und in sinnvoller Weise zu interpretieren. Nicht einzelne spektakuläre Fälle sind dabei von Bedeutung, sondern die Muster, die sich aus der Analyse einer großen Anzahl von UFO-Ereignissen ergeben (vgl. z.B. Smith 1995: 201, Laurent et al. 2015, von Ludwiger und Landwehr 2017).

Um das Selbstbild vom absoluten Menschen aufrecht zu erhalten, bleibt als einzige Möglichkeit, das UFO-Phänomen zu leugnen und zu tabuisieren und Menschen, die sich damit beschäftigen, zu diskreditieren und der Lächerlichkeit preiszugeben. Die Geschichte der Bekämpfung der UFO-Phänomen-Forschung ist lang und nahm ihre Anfänge in den 40er Jahren des letzten Jahrhunderts, beginnend mit der Intervention der US Air Force und des damals noch jungen CIA, und erstreckte sich weiter über das Robertson Panel, das Project Blue Book bis hin zum Condon-Report, dessen voreingenommene Schlussfolgerungen das negative Bild von UFOs und Ufologen, das heute in der Öffentlichkeit vorherrscht, entscheidend geprägt haben (vgl. Maccabee 1995: 27 sowie Keel 2013: 50).

Der Mensch: Gefangener seiner Wahrnehmung

„*Während der tägliche Nachrichtenstrom über Finanzmarktereignisse, Wirtschaftsturbulenzen und politische Affären auf uns herabrieselt, bleibt die Frage nach der Stellung des Menschen im Weltall weitgehend unbeachtet.*“ - so schreibt der Soziologe Bernhard M. Pröschold in der Einleitung zu seinem Buch *Außerirdische - das große Tabu unseres Zeitalters* (Pröschold 2012: 9). Der Mensch kreist im wesentlichen um sich selbst, verliert sich im „Kleinklein“ des Alltags, in seiner unmittelbaren Umwelt. Unser Alltag steckt voller kleiner und großer Absurditäten, derer man oft nur in besonderen Momenten gewahr wird - beispielsweise, wenn man in einer lauschigen Sommernacht in den Sternenhimmel schaut und Abstand gewinnt.

Warum aber ist unser Blick stets vor unsere Füße gerichtet - und das kann man in einem ganz wörtlichen Sinne verstehen - und nicht hinauf zum Universum? Warum schaffen wir nicht den mentalen Sprung von den „Mammutjägern in der Metro“ (Allman 1999) zu den „Kindern der Sterne“? Die oben diskutierte anthropozentrische Blockade lässt sich letztlich auf unsere Kultur- und Religionsgeschichte zurückführen: Unser Denken ist geprägt vom christlichen Weltbild und vom Glauben an die technologische Allmacht des Menschen. Der „Blick vor die Füße“ beschreibt im metaphorischen Sinne unsere biologischen Blockaden: Die Filter, mit denen uns die mächtige Evolution ausgestattet hat und die auf die Wahrnehmung unserer unmittelbaren Umwelt ausgerichtet sind. Unser Blick auf die Welt ist in der Tat recht eindimensional und ein Relikt unseres Überlebenskampfes während der Eiszeit mit ihren rauen Lebensbedingungen (vgl. Allman 1999).

In der Tat geht es also zunächst um eine Erweiterung des Bewusstseins, um ein Umprogrammieren von Filtern und eine Befreiung von den Lasten unseres evolutiven und kulturellen Erbes - und sicher auch von den Sackgassen religiösen Glaubens. Erst wenn wir innerlich bereit sein werden, uns von diesen Lasten zu befreien, wird es uns auch möglich sein, unseren Blick offen und neugierig zu den Sternen zu erheben und unseren Platz im Universum demütig anzunehmen.

Die vierte Kränkung der Menschheit

Auch wenn es unter UFO-Phänomen-Forschern viele unterschiedliche Ansichten gibt, so sind sich doch alle in dem Punkt einig, dass das UFO-Phänomen kein Pseudo-Phänomen ist, nicht auf Missinterpretationen, dem Wunschdenken UFO-Gläubiger oder Wahrnehmungsstörungen beruht, sondern dass es sich um ein reales Phänomen handelt - vgl. z.B. die Korrelationsanalysen im Rahmen von UNICAT (Smith 1995: 201), wissenschaftliche Felduntersuchungen wie das Project Identification (Rutledge 1981), die Erforschung des Hessdalen-Phänomens (Project Hessdalen 2017) oder die Literaturarbeit von Edgar Wunder (2006: 201), die sich u.a. mit der Frage beschäftigt, ob UFO-Sichter sich von Nicht-Sichtern durch besondere soziale, psychische, weltanschauliche oder andere Charakteristika unterscheiden.

Die Unfähigkeit von Wissenschaft, Politik und Medien, das UFO-Phänomen anzuerkennen und als Chance für die geistige und technologische Weiterentwicklung der Menschheit wahrzunehmen - ganz unabhängig davon, was auch immer das Ergebnis einer Beschäftigung mit dem Phänomen sein würde -, ist ein höchst bedrückendes Zeichen unserer kollektiven Unreife. Der UFO-Phänomen-Forscher John Alva Keel schreibt in einem Brief vom 1.6.1971 an das *Merseyside UFO Bulletin* (Keel 2014a: 246): *„[...] Wir machen eine großartige Entdeckung - die großartigste von allen. Wir lernen gerade, wie unglaublich ignorant wir sind. UFO-Forschung ist nur ein weiterer Pfad, der uns zu dieser Erkenntnis führt. Sobald wir unsere grandiose Ignoranz erkannt haben, können wir aufhören, nach Antworten zu suchen, und stattdessen beginnen, die richtigen Fragen zu stellen.“* Dass wir den zu vermutenden Intelligenzen, die hinter dem Phänomen stehen, nicht das geringste entgegenzusetzen haben, liegt also nicht zuletzt in unserem eigenen Unvermögen begründet, den lange überfälligen Sprung in unserer geistigen Entwicklung zu vollziehen. John Keel und Jacques Vallée haben in ihren Veröffentlichungen immer wieder darauf hingewiesen, dass das Phänomen uns geradezu herauszufordern scheint, endlich die Initiative zu ergreifen und es zu ergründen (vgl. z.B. Keel 2014b: 210)!

Zu forderst steht das Eingeständnis der nüchternen Erkenntnis, dass wir mit unserem Verständnis des Kosmos und dessen, was wir Bewusstsein nennen, noch immer ganz am Anfang stehen (vgl. von Ludwiger 2013). Das UFO-Phänomen liefert uns unzählige Hinweise auf eine Realität jenseits der, die wir (derzeit) wahrnehmen können. Vieles von dem, was wir als „sicheres“ Wissen betrachten, könnte sich bereits mor-

gen als naiv und unvollständig, ja vielleicht sogar als völlig falsch erweisen. Zur Zeit von Kopernikus waren die Menschen genauso davon überzeugt, dass die Erde das Zentrum des Universums ist, wie wir heute davon überzeugt sind, dass das UFO-Phänomen ein moderner Mythos ist.

Menschen, die sich mit dem UFO-Phänomen auseinandersetzen, zeichnet eine gewisse Demut aus, da sie die Anerkennung der Realität des Phänomens bereits vollzogen haben - mit all den Zweifeln, persönlichen Krisen und intellektuellen Grenzerfahrungen, die eine Beschäftigung mit den zum Teil schier unglaublichen Fakten mit sich bringt. Diejenigen Menschen, die diesen Schritt noch nicht vollzogen haben, werden ihr Weltbild in den Grundfesten erschüttert sehen - so wie es einst die Zeitgenossen von Kopernikus, Darwin und Freud erschüttert sahen. Und hier haben wir die vierte große Kränkung der Menschheit: die *extraterrestrische Kränkung*.

Wir haben berechtigten Grund zu der Annahme, dass es Zivilisationen im Universum gibt, die älter, intelligenter und technologisch weiter entwickelt sind als wir - und, dass uns diese Zivilisationen bereits gefunden haben (denn genug „Krach“ haben wir ja in den letzten einhundert Jahren gemacht). Ob es sich dabei um Außerirdische im engeren Sinne handelt, also Zivilisationen, die von weit her zu uns kommen, oder Dimensionsreisende aus unserer möglicherweise mehrdimensionalen Nachbarschaft, ist dabei zunächst von weniger großer Bedeutung. Und, um noch einen Schritt weiter zu gehen, könnte man sogar die ketzerische Frage stellen, ob *wir* überhaupt von diesem Planeten stammen! Was, wenn wir eines Tages herausfinden würden, dass wir selber Außerirdische auf unserem eigenen Planeten sind?

Es ist nicht die Frage, *ob* wir uns der extraterrestrischen Kränkung stellen müssen, sondern nur *wann*. Doch auch, wenn uns die geistige Reife dazu noch fehlt, so haben wir doch das *geistige Potential*, diesen Schritt zu vollziehen - und darauf sollten wir vertrauen.

Literatur

Allman, William F. (1999): *Mammutjäger in der Metro - Wie das Erbe der Evolution unser Denken und Verhalten prägt*, Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag.

Freud, Sigmund (1947): Eine Schwierigkeit der Psychoanalyse, in: *Sigmund Freud - Gesammelte Werke, Band XII* [Werke aus den Jahren 1917-1920], Frankfurt: Fischer Verlag.

Keel, John A. (2013): UFO „Agents of Terror“, in: Andrew Colvin (Hrsg.), *The Outer Limits of the Twilight Zone: Selected Writings of John A. Keel*, Seattle: CreateSpace Independent Publishing Platform.

Keel, John A. (2014a): The Cosmic Blog - Letters to and from John A. Keel, in: Andrew Colvin (Hrsg.), *Searching for the String: Selected Writings of John A. Keel*, Point Pleasant: New Saucerian Books.

Keel, John A. (2014b): The Principle of Transmogrification, in: Andrew Colvin (Hrsg.), *Searching for the String: Selected Writings of John A. Keel*, Point Pleasant: New Saucerian Books.

Laurent, Thibault, Christine Thomas-Agnan und Michael Vaillant (2015): *Spatial Point Pattern Analysis of the Unidentified Aerial Phenomena in France*, unter: https://arxiv.org/abs/1509.00571v1# (abgerufen am 26.02.2017).

Ludwiger, Illobrand von (2013): *Unsterblich in der 6-dimensionalen Welt - Das neue Weltbild des Physikers Burkhard Heim*, München: Komplett-Media.

Ludwiger, Illobrand von, und Michael A. Landwehr (2017): *Das EMG-Projekt*, in diesem Band.

Maccabee, Bruce (1995): Eine kurze Geschichte der unbekannten Flugobjekte, in: Illobrand von Ludwiger (Hrsg.), *UFOs - Zeugen und Zeichen. Wissenschaftler untersuchen außergewöhnliche Himmelserscheinungen*, Berlin: Verlag edition q.

NASA (2014): *Archaeology, Anthropology, and Interstellar Communication*, unter: https://www.nasa.gov/connect/ebooks/archaeology_anthropology_and_interstellar_communication.html (abgerufen am 21.02.2017).

Pröschold, Bernhard M. (2012): *Außerirdische - Das große Tabu unseres Zeitalters*, Köln: Selbstverlag des Autors.

Project Hessdalen (2017): *Internetpräsenz des Project Hessdalen*, unter: http://www.hessdalen.org/index_e.shtml (abgerufen am 21.02.2017).

Rutledge, Harley D. (1981): *Project Identification - The first Scientific Field Study of UFO Phenomena*, Englewood Cliffs: Prentice-Hall.

Schetsche, Michael (2011): *Menschen und Außerirdische - mögliche kulturelle Konsequenzen des Erstkontakts mit dem maximal Fremden*, unter: https://www.researchgate.net/publication/308331297_Michael_Schetsche_Menschen_und_Ausserirdische_–_mogliche_kulturelle_Konsequenzen_des_Erstkontakts_mit_dem_maximal_Fremden (abgerufen am 02.10.2015).

SETI (2017): *Internetpräsenz des SETI-Institutes*, unter: https://www.seti.org/ (abgerufen am 22.02.2017).

Smith, Willy (1995): Die UNICAT-Datenbank, in: Illobrand von Ludwiger (Hrsg.), *UFOs - Zeugen und Zeichen. Wissenschaftler untersuchen außergewöhnliche Himmelserscheinungen*, Berlin: Verlag edition q.

Vallée, Jacques (1994): *Dimensionen - Begegnungen mit Außerirdischen von unserem eigenen Planeten*, Frankfurt am Main: Zweitausendeins.

Vallée, Jacques und Chris Aubeck (2009): *Wonders in the Sky - Unexplained aerial Objects from Antiquity to modern Times*, New York: Penguin Books.

Vollmer, Gerhard (1994): *Die vierte bis siebte Kränkung des Menschen - Gehirn, Evolution und Menschenbild*, unter: http://www.gkpn.de/vollmer.htm (abgerufen am 21.02.2017).

Wikipedia (2017): *Kränkungen der Menschheit*, unter: https://de.wikipedia.org/wiki/Kr%C3%A4nkungen_der_Menschheit (abgerufen am 21.02.2017).

Wunder, Edgar (2006): *UFO-Sichtungserfahrungen aus der Perspektive der Sozialwissenschaften - Literatur-Überblick, aktueller Forschungsstand, offene Fragen*, in: Zeitschrift für Anomalistik, Band 6 (2006), S. 163-207, unter: https://www.anomalistik.de/images/pdf/zfa/zfa2006_123_163_wunder.pdf (abgerufen am 03.03.2017).

Berichte, die während der Jahre 2009 bis 2017 an MUFON-CES oder an IGAAP gemeldet wurden

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

Die nachfolgenden Kurzformen der Meldungen, die wir von Zeugen ungewöhnlicher Himmelserscheinungen erhalten haben, haben wir ausgewählt, weil wir die Beobachter für glaubhaft und die von ihnen beobachteten Erscheinungen für nicht identifiziert halten. Berichte kamen nicht nur aus Deutschland, sondern auch von Besuchern und Migranten aus dem Ausland.

Sie werden hier zum ersten Mal beschrieben. Die Objekte und Lichterscheinungen sind in zwei Gruppen eingeteilt:

UAPs: Unidentifizierte atmosphärische Phänomene sind Lichter meist runder aber auch undefinierbarer Form, die keine materiellen Strukturen aufweisen, sondern Bereiche in der Atmosphäre sind, die sehr hell leuchten können, die Form und Farbe wechseln, sich teilen und ganz verschwinden und wieder auftauchen können und keine Träger oder Behälter von Objekten sind.

UFOs: Nicht identifizierte Flugobjekte, die wie konstruierte materielle Objekte aussehen, gelegentlich selbst leuchten, von UAPs begleitet sein können, Träger von Insassen oder Objekten sind und gelegentlich kurz landen.

Die Gestalten der UFOs sind ungeheuer vielfältig. Kaum ein Typ von Objekten ähnelt einem anderen. Und wenn die Formen einfach sind, beispielsweise Dreiecke, dann sind die Details an jedem Dreieck anders. Lichter (meistens drei) sind verschieden groß und farbig und befinden sich jeweils an anderen Stellen am Objekt. Auch die „fliegenden Teller" haben nicht nur unterschiedliche Größen, sondern besitzen ganz unterschiedlich geformte und große Kuppeln. Die physikalischen Wechselwirkungen, welche die verschiedenen Typen erzeugen, sind im Allgemeinen nicht dieselben. Trotzdem haben wir versucht, gewisse Grundtypen zusammenzufassen, damit der Vergleich mit ähnlichen Typen, wie sie in der Literatur aus dem Ausland beschrieben werden, möglich ist. UAPs sind mit der Typenbezeichnung 0 markiert.

Die unten aufgeführten UFO-Typen haben wir folgendermaßen klassifiziert:

1. Kugeln (mit scharf definiertem Rand)
2. Saturn-förmige Objekte
3. Halbkugeln
4. Ovale Formen
5. Zigarren, Zylinder, Röhren, Zeppeline
6. Scheiben mit und ohne Kuppeln

7. Dreiecke, Vierecke, Bumerangs
8. Kegel, Pfeile, Tropfen, Keile
9. Ungewöhnliche Formen und Formänderungen
10. Formationen, Schwärme

An zweiter Stelle der Typenangabe stehen Zahlen, welche die Anzahl der Berichte angibt, in denen der betreffende Typ bereits gemeldet wurde. Im vorliegenden Bericht beginnen diese Zahlen daher nicht mit eins, sondern setzen die Zählung fort, die in den MUFON-CES-Berichten begonnen wurden und sich auf Fälle beziehen, die in den Unterlagen der MUFON-CES bzw. IGAAP aufbewahrt werden. Eine Nennung der Zeugennamen wird nicht in diesen Berichten vorgenommen, sondern müsste ggf. in den Archiven nachgelesen werden.

Nicht immer waren sämtliche Angaben erhältlich (meistens fehlen Entfernungs- und Größenangaben der Objekte, die besonders schwer zu schätzen sind). Doch haben wir uns in besonders interessanten Fällen bemüht, alle Einzelheiten von den Zeugen zu erfragen.

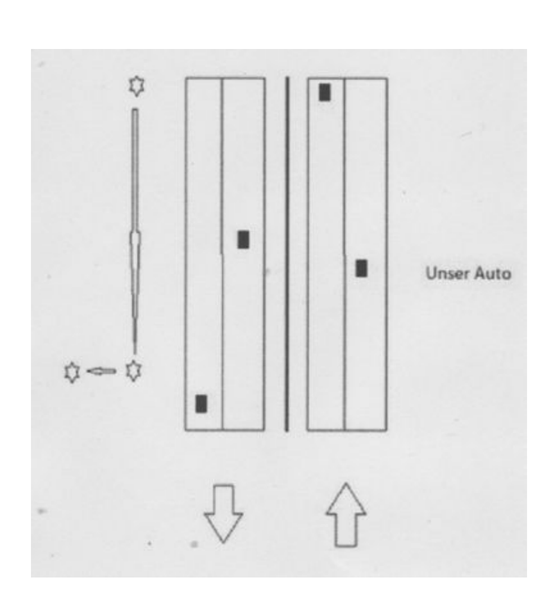
Die Anordnung der Fälle ist in einer Typengruppe jeweils chronologisch geordnet.

Unidentifizierte atmosphärische Phänomene (UAPs)

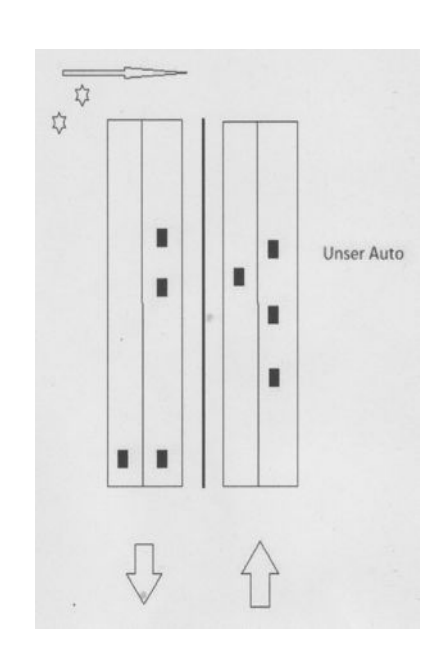
0.1 Ort: Autobahn Frankfurt Abzweigung US AFB
Datum: Herbst 1974 **Zeit:** nachmittags
Dauer: 2-5 Minuten, jeweils einige Sekunden
Anzahl: 3
Form: Kugeln
Größe: ca. 50 cm
Entfernung: 2 - 4 m
Höhe: 2 - 4 m
Farbe: hell-weiß
Zeugen: > 3 (Hauptzeuge, heute Hochschullehrer)
Besonderheiten: Die Zeugen sehen eine Kugel blitzschnell auf der Gegenfahrbahn dicht über den Autos, diese überholend, davon schießen. Der Hauptzeuge, damals 17 Jahre alt, sieht im Rückfenster noch, wie die Kugel eine 90°-Kurve fliegt. Zwei bis fünf Minuten später kommen dem Wagen, den sein Vater lenkt, aus 150 - 300 m Entfernung von vorne links 2 weiße Kugeln, auf die Fahrbahn einlenkend, entgegen. Sie fahren zwischen den Autos und weichen diesen, offenbar intelligent gesteuert, aus. Der Hauptzeuge hat das Gefühl, *„dass die Kugeln seine Gedanken erkannten“*. Beide zunächst synchron fliegende Kugeln trennen sich und fliegen langsam in verschiedenen Richtungen weiter. Eine davon biegt in die US Air Force Base ein. Der Hauptzeuge Dr. R. ist noch heute nach mehr als 40 Jahren von dem Erlebnis, das seine Eltern bezeugen können, so beeindruckt, dass er schreibt: *„Nach meinen privaten For-*

schungen bin ich mir sicher, gibt es etwas neben unserer Realität. Etwas anderes, was uns beobachtet, sich aber seiner Erforschung entzieht (...) Das Resümee meiner jetzt jahrelangen Gedanken dazu ist, man kommt mit naturwissenschaftlichen, physikalischen, mathematischen Instrumenten, Modellen und Methoden und Überlegungen nicht weiter. Die Hintergründe sind mit unserem Verständnispotential nicht aufklärbar.“

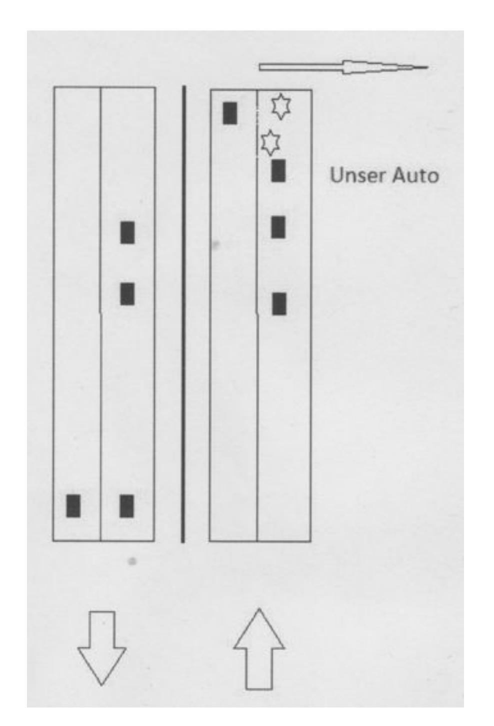
Autobahn Frankfurt, Abzweigung US AFB, Herbst 1974, nachmittags:



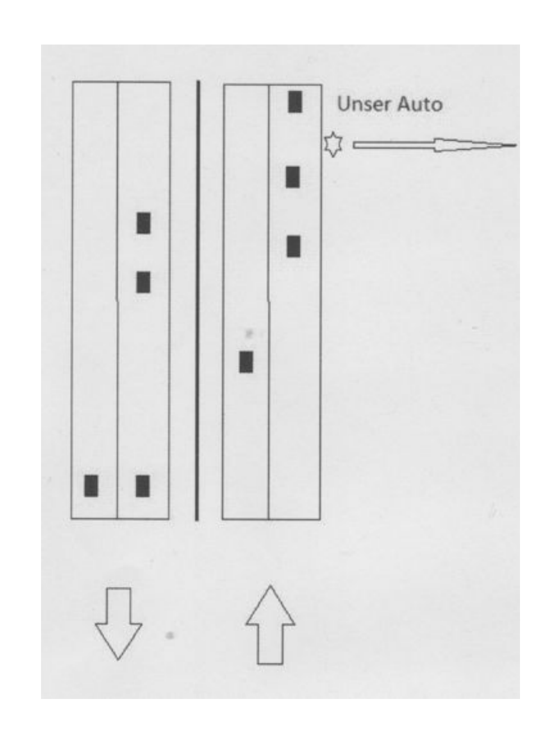
1. Phase



2. Phase



3. Phase

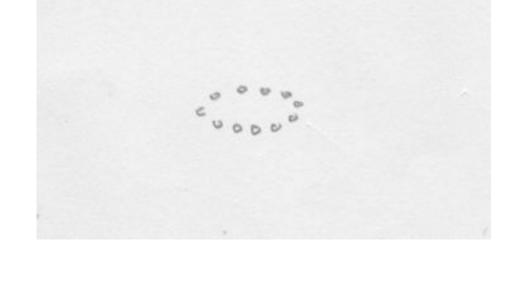


4. Phase

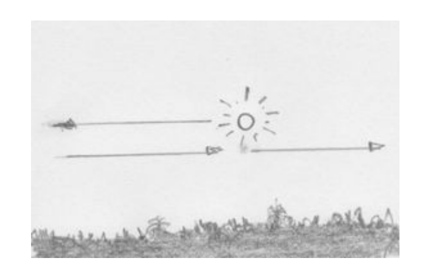
0.2 Ort: 32120 Hiddenhausen-Ostinghausen
Datum: Ende Juli 1979 **Zeit:** 0.50 Uhr
Dauer: 7-8 Sekunden
Anzahl: 1
Form: kurzer Komet
Entfernung: sehr hoch
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt blinkte an und aus und änderte seine Flugbahn zweimal im 90°-Winkel.



0.3 Ort: Stralsund
Datum: April **1994** **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: etwa 15 Sekunden
Anzahl: 2
Form: Kreis aus 10 – 12 Lichtern
Farbe: weiß leuchtend
Zeugen: 2
Besonderheiten: Zwei Lichtkreise fliegen horizontal und steigen dann senkrecht in die Höhe.



0.4 Ort: Badio, Insel Panay, Philippinen
Datum: Okt./Nov. 1995 **Zeit:** zwischen 22 und 23 Uhr
Dauer: etwa 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: heller Licht (Stern)
Entfernung: wenige Kilometer
Höhe: etwa 20°
Zeugen: 2

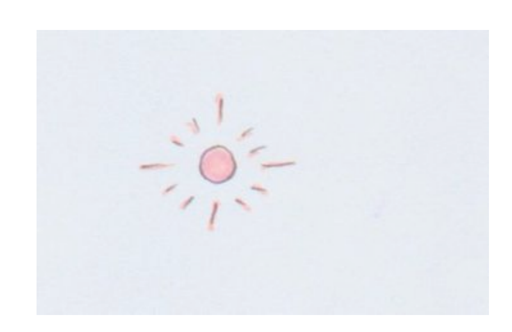


Besonderheiten: Frau T. verfolgt den Flug eines hellen Lichts, das langsam von rechts nach links über den Wald fliegt. Sie ruft ihren Mann, aber das Licht ist schon verschwunden. Da wünscht sich dieser das Objekt nochmals zurück. Daraufhin erscheint es von links kommend nochmals, hält im Flug in direkter Sichtlinie kurz an und fliegt wieder nach rechts zurück.

0.5 Ort: CH-Grüsch-Schmitten, Graubünden
Datum: 2005 **Zeit:** nachts
Dauer: 1 Stunde
Anzahl: viele
Form: kleine Kugeln
Farbe: weiß
Größe: 5 cm
Entfernung: 2m bis 200 m
Höhe: 1 m über dem Boden
Zeugen: 2

Besonderheiten: Viele kleine *„extrem leuchtende“* Kugeln fliegen im Zick-Zack um die Burgruine Solavers in Grüsch-Schmitten. Zwei Kugeln fliegen auf einen der Zeugen zu und fliegen an ihm *„hin und her“*. Der Zeuge hat dabei ein *„schönes Gefühl“*.

0.6 Ort: Zisar, 30 km vor Berlin (Autobahn)
Datum: 9.08.2008 **Zeit:** 23.40 Uhr
Dauer: ca. 5 Minuten
Anzahl: 6
Form: Bälle
Farbe: orange
Größe: größer als Sterne
Entfernung: 3–4 km
Höhe: 500 – 1000 m
Zeugen: 3



Besonderheiten: Die 6 Kugeln bildeten im Osten die Figur des Großen Wagens nach. *„Plötzlich ging am rechten unteren ‚Wagen' ein Licht aus, das am oberen rechten Wagen flog einfach in enormer Geschwindigkeit nach oben, bis es nicht mehr sichtbar war.“* (Der echte Große Wagen befand sich im Westen.)

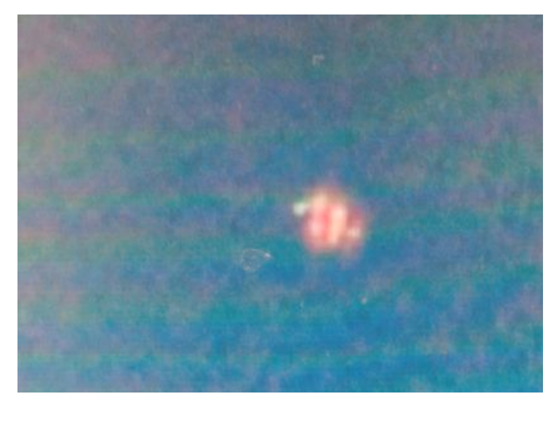
0.7 Ort: bei Knittelfeld, Steiermark
Datum: 22.12.2008 **Zeit:** 21.00 Uhr
Dauer: rd. 1 Stunde
Anzahl: viele
Form: runde Lichter
Größe: 1 – 3 m
Entfernung: rd. 900 m
Höhe: dicht über dem Boden am Berghang
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die beiden Zeugen wurden von anderen Zeugen auf Lichter am Berghang aufmerksam gemacht. Sie fuhren mit ihrer Foto- und Filmausrüstung in die betreffende Gegend. Von unten filmten und fotografierten sie Lichter, die teils von Bäumen verdeckt in ihrer Größe und Helligkeit variierten, sich teilten und vervielfachten, kreisten und auf und ab flogen. Die Videos wurden von MUFON-CES analysiert.



0.8 Ort: Dinkelsbühl (Autobahn A7)
Datum: 30. Dezember 2008 **Zeit:** 17.27 Uhr
Dauer: ca. 4 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe → Strich
Farbe: hell
Größe: > Venus
Entfernung:
Höhe: 2-3 Monddurchmesser rechts unterhalb



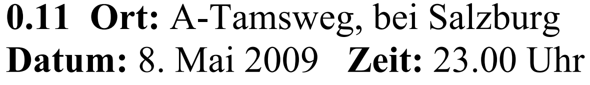
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt wurde schnell größer bis zur Scheibe, dann zum Strich und flog 90° zur Stellung des *„Striches“* nach oben links davon.



0.9 Ort: CH-Prènobel de Bise, bei Genf
Datum: 7. Dezember 2008 **Zeit:** 17.15 Uhr
Dauer:
Anzahl: 6er Gruppe
Form: Kugeln
Farbe: orange
Größe:
Entfernung: ca. 5 km
Höhe:
Zeugen: 4
Besonderheiten: Fotografische Aufnahme (APN mit Objektiv 70-300 mm, 6 mpx).



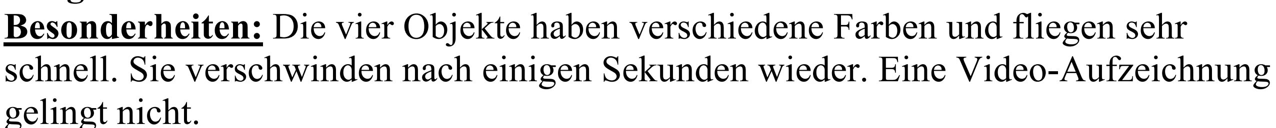
0.10 Ort: 53489 Sinzig-Löhndorf b. Bonn
Datum: 2. April 2009 **Zeit:** 20.50 Uhr
Dauer: 1-2 Minuten
Anzahl: 2
Form: rund, *„wie von Flammen umgeben“*
Farbe: gelb-rot
Größe: 10°
Entfernung: ca. 50 m
Höhe: rd. 20 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Ein zweites Objekt fliegt eine Sekunde später hinter dem ersten her.





0.11 Ort: A-Tamsweg, bei Salzburg
Datum: 8. Mai 2009 **Zeit:** 23.00 Uhr
Dauer: 2 Stunden
Anzahl: 1 großes und 4 kleine Objekte
Form: *„Lichter“*
Farbe: blau, grün, weiß, rot
Größe: Stern-Größe
Entfernung: 5 km
Höhe: über den Berggipfeln
Zeugen: 3
Besonderheiten: Der *„Stern“* bewegt sich auf und ab, nach links und nach rechts, leuchtet schwächer, dann wieder stärker, beleuchtet die Bergspitze. *„Mehrmals geht eine Art Strahlen von dem Licht aus.“* Die kleinen weißen Objekte fliegen geradeaus.

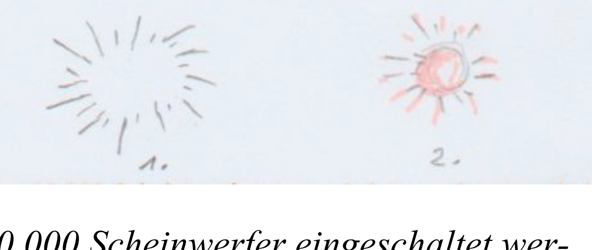
0.12 Ort: A-Tamsweg, bei Salzburg
Datum: 11. Mai 2009 **Zeit:** gegen Mitternacht
Dauer: jeweils wenige Sekunden
Anzahl: 4
Form: Lichter
Farben: verschieden
Größe: Sternengröße
Zeugen: mehr als drei
Besonderheiten: Die vier Objekte haben verschiedene Farben und fliegen sehr schnell. Sie verschwinden nach einigen Sekunden wieder. Eine Video-Aufzeichnung gelingt nicht.



0.13 Ort: Saarbrücken
Datum: 18. Juli 2009 **Zeit:** 2 Uhr früh
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Stern
Farbe: grün
Entfernung: 4 - 5 km
Höhe: 1.200 - 1.500 m
Zeugen: 3 (1 Ex-Bundesluftwaffen-Pilot)
Besonderheiten: Der grüne *„Stern“* machte Zick-Zack-Bewegungen und war *„plötzlich weg.“*



0.14 Ort: Augsburg
Datum: 8./9. August 2009 **Zeit:** zw. 22.30 und 0.30 Uhr
Dauer: 1 Sekunde
Anzahl: 1
Form: runde Lichtform
Farbe: weilich-golden
Entfernung: *„unter der Wolkendecke“*
Zeugen: 1
Besonderheiten: Ein Lichtblitz, *„wie wenn 10.000 Scheinwerfer eingeschaltet werden“*, erscheint. 2 Sekunden später taucht eine goldene Lichtform auf, die plötzlich verschwindet.



0.15 Ort: Wesel
Datum: 3.06.2010 **Zeit:** 2.20 Uhr
Dauer: einige Minuten
Anzahl: 2
Form: Lichtpunkte
Farbe: weißlich
Größe: Stern
Zeugen: 1

Besonderheiten: Die hellen Lichtpunkte bewegten sich zunächst nicht. Plötzlich bewegte sich einer davon langsam nach unten weg und blieb wieder stationär. Danach bewegte sich der untere langsam nach Süd-Ost weg und der andere folgte langsam in die gleiche Richtung im gleichen Winkel und sie verschwanden.

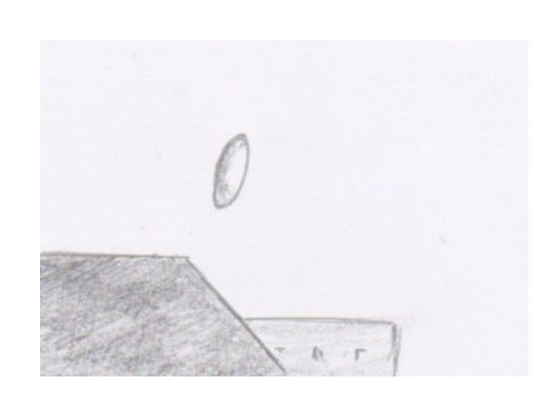
0.16 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 5.05.2012 **Zeit:** 18.30 Uhr
Dauer: 1 – 2 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: *„keilförmiger Lichtvorhang“*
Farben: transparent, Licht reflektierend
Größe: mehrere 100 m lang
Entfernung: > 2000 m
Höhe: mehrere 1000 m
Zeugen: 1



Besonderheiten: Das riesige transparente keilförmige Objekt *(„groß wie ein Schlachtschiff“*) flog zunächst langsam heran und schoss plötzlich mit ungeheurer Geschwindigkeit senkrecht nach oben. Der Zeugin gelangen Fotos.

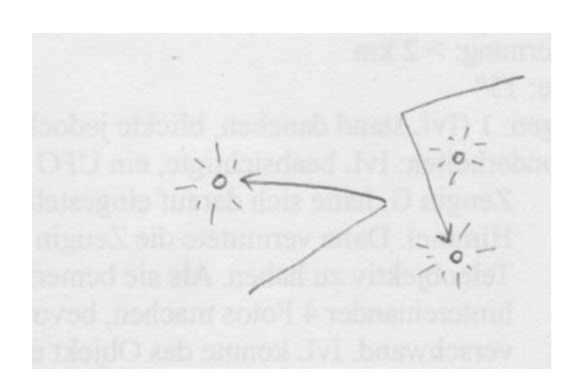
0.17 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 13.05.2012 **Zeit:** ca. 23 Uhr
Dauer: mehrere Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: *„keilförmiger Lichtvorhang“*
Farben: vielfarbig
Größe: Vollmondgröße
Entfernung: > 1000 m
Höhe: 20°
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt blitzte auf, verschwand, erschien an einer anderen Stelle wieder, wird fotografiert, *„dann schoss es nach oben und sah noch eigenartiger aus“* (Aufnahme ohne Blitz durchs Fenster mit einer Nicon D 5000, digitaler Spiegelreflex-Kamera).

0.18 Ort: Neuenburg, Müllheim
Datum: 11.05.2012 **Zeit:** 23: 15 Uhr
Dauer: 3 - 5 Minuten
Anzahl: mehrere
Form: blinkende Lichter, nahe beieinander, evtl. zu einem Objekt gehörend
Größe: Sterne
Entfernung: 500 - 1000 m
Höhe: etwa 500 m
Farbe: weiß



Zeuge: ein MUFON-CES-Mitglied
Besonderheiten: Die eng beieinander stehenden Lichter blinkten in unregelmäßigen Zeitintervallen von etwa 1 bis 5 Sekunden. Etwa 5 weißliche Lichter blinkten maximal zugleich, scheinbar regellos. Die Lichter standen nicht immer am gleichen Ort, blieben aber dicht zusammen, als würden sie zu einem großen Objekt gehören. Dieses bewegte sich in westliche Richtung (Colmar).

0.19 Ort: Ampfing
Datum: 5. Juni 2012 **Zeit:** 23.45 Uhr
Dauer: 16 Minuten
Anzahl: 9
Form: Lichter hell wie Venus
Entfernung: 10 - 20 km
Zeugen: 2 (1 MUFON-CES-Mitglied)
Besonderheiten:
Die Lichter rasten über den Himmel, schlugen 45°- und 90°-Haken und blieben stehen.
Maximal geschätzte Geschwindigkeit: 18.000 km/h.





0.20 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 4.08.2012 **Zeit:** 1.10 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl und Form: zusammenhanglose Wolken
Farben: wechselnd, mit hellen gelblich-weißen Lichern
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die Formen und Farben der stationären Wolke bzw. des Schleiers änderten sich ständig.

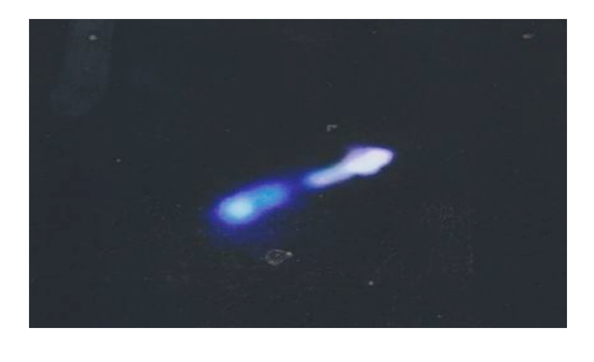


0.21 Ort: 91785 Ramsberg OT Pleinfeld
Datum: 12.08.2012 **Zeit:** 13.35 Uhr
Dauer: 8 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: senkrecht stehender Kreis (oder Scheibe)
Farbe: grau-weiß
Größe: ca. 40 cm
Entfernung: rd. 90 m
Höhe: ca. 13 m
Zeuge: MUFON-CES-Mitglied
Besonderheiten: Das Objekt schien nicht metallisch zu sein.

0.22 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 19.08.2012 **Zeit:** ca. 23 Uhr
Dauer: mehrere Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: *„Lichtfinger"*
Farben: vielfarbig
Größe: Vollmondgröße
Entfernung: > 1000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt änderte Form und Farben. Es wurde fotografiert.



0.23 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 19.07.2013 **Zeit:** 23,58 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Band
Farben: farbiges Band wie am Rand einer dunklen Scheibe
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Formen und Farben des leuchtenden Bandes änderten sich. Die Zeugin machte 3 Fotos.



0.24 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.08.2013 **Zeit:** 22.30 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: ein Licht, das sich teilt
Form: helles Band
Farben: farbiges Band mit hell leuchtenden Stellen
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Formen und Farben des leuchtenden Bandes änderten sich. Die Erscheinung wurde fotografiert.



0.25 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 23.08.2013 **Zeit:** nachts
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: verdrehtes Lichtband
Farben: grünlich
Größe: 10 – 20 m

Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Lichterband bildete immer neue verschlungene Formen (siehe unten).



0.26 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 26.08.2013 **Zeit:** 2.45 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: *„wie ein Vogel auf der Stange"*
Farben: verschiedenfarbige Stellen
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Form wurde fotografiert.

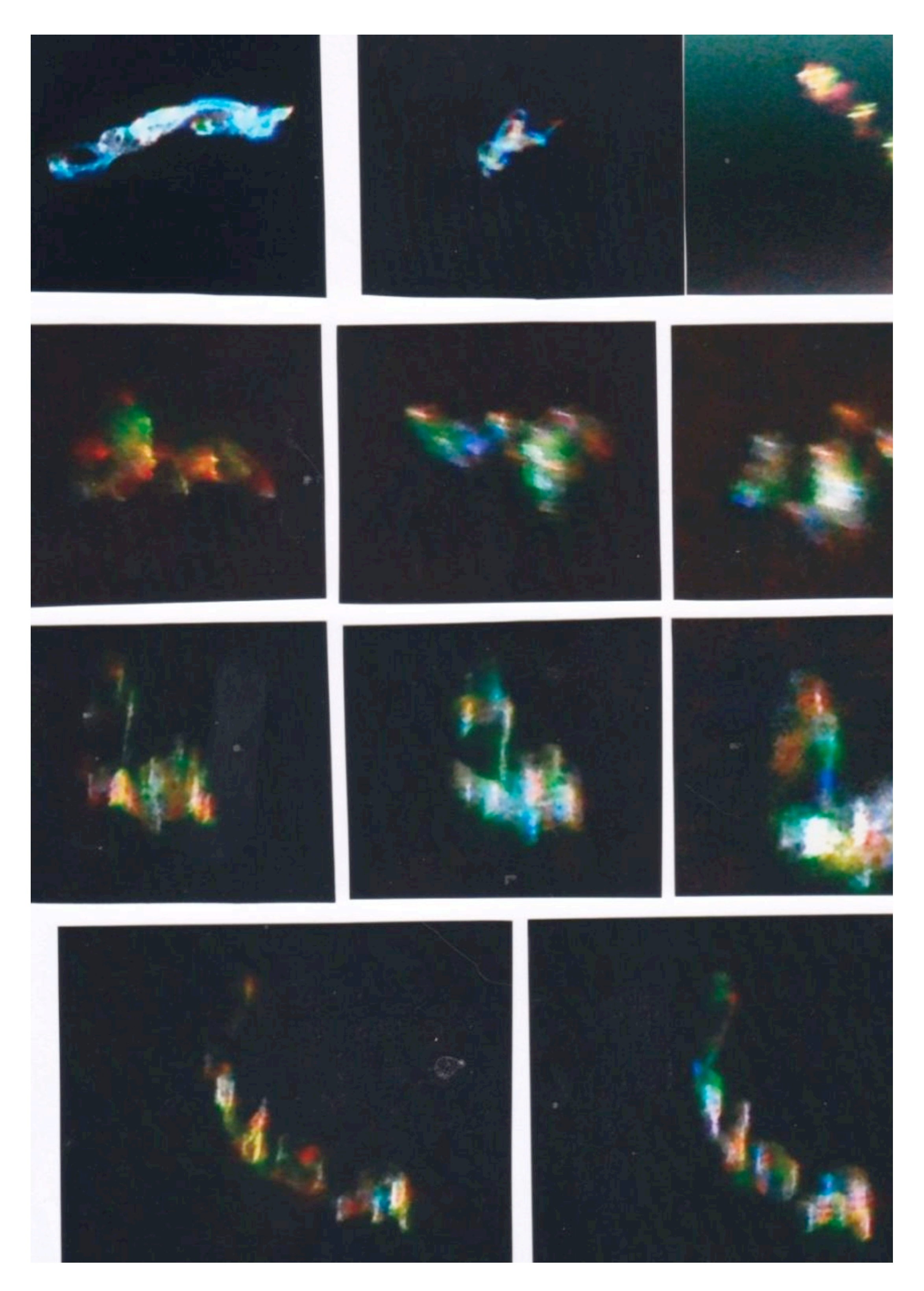




0.27 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 11.09.2013 **Zeit:** 22,00 Uhr
Dauer: ca. 1 Stunde
Anzahl: Lichterschleier, dann 4 Halbkugeln
Form: ständig wechselnde Gestalt und Farben
Farben: farbig
Größe: 10 – 20 m

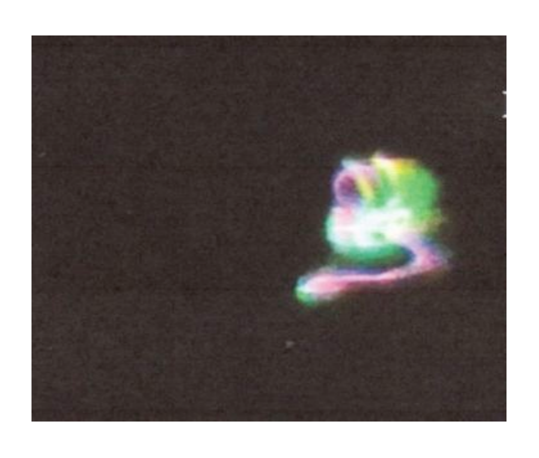


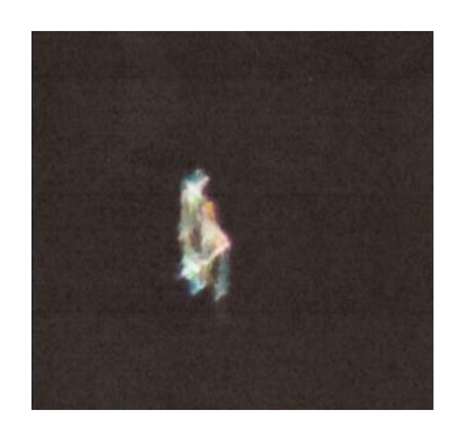
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Formen und Farben der schleierhaften Wolke änderten sich ständig. Die Zeugin machte mehrere Fotos.



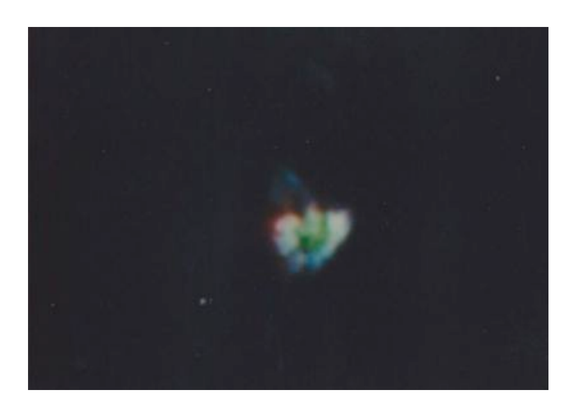
Momentaufnahmen von der Erscheinung am 11.09.2013 nachts bei Hohenpeißenberg.

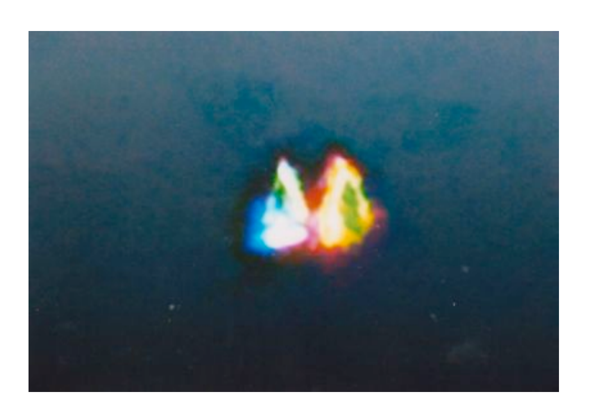
0.28 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 31.10.2014 **Zeit**: von 20.50 bis 22 Uhr
Dauer: 70 Minuten
Anzahl: 1
Form: wechselt alle 4-5 Sekunden die Form
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das *„Hologramm“* zeigt in verschiedenen Farben leuchtende Wolkenschleier. Zu Beginn der Erscheinung war in der farbigen Wolke eine rote Kugel zu erkennen (siehe Foto). Am Schluss der Beobachtung, kurz bevor sich die Erscheinung in Nichts auflöste, entstand ein filigranes Dreieck.





0.29 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 14.04.2015 **Zeit:** 22.21 Uhr
Dauer: Minuten
Anzahl: eine Lichterscheinung die sich teilt
Form: Wolke, die zwei Kegel ausbildet
Größe: 5-10 m
Entfernung: 200 – 400 m
Farbe: blau, grün, gelb, rot
<u>Besonderheiten:</u> Die strukturlose grün leuchtende Wolke teilt sich in zwei Kegel, von denen der eine weiß-blau leuchtet, der andere rot-grün. Es wurden mehrere Fotos gemacht.





0.30 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 3.05.2014 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Knoten
Farben: hellblau
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin machte ein Foto.



0.31 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 24.05.2014 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Wolkenschleier
Farben: blau-grün
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Formen des Wolkenschleiers änderten sich. Die Zeugin machte mehrere Fotos.



0.32 Ort: Wien
Datum: 21.12.2013 **Zeit:** Dämmerung
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: rundes Licht
Zeuge: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin hält das Licht zunächst für den Landescheinwerfer eines Flugzeugs. Als das Licht näher kam und größer wurde, erkannte sie eine runde Form. Das lautlose Objekt stieg plötzlich hoch, verschwand durch den Hochnebel und hinterließ *„so etwas wie ein Loch im Hochnebel“*.

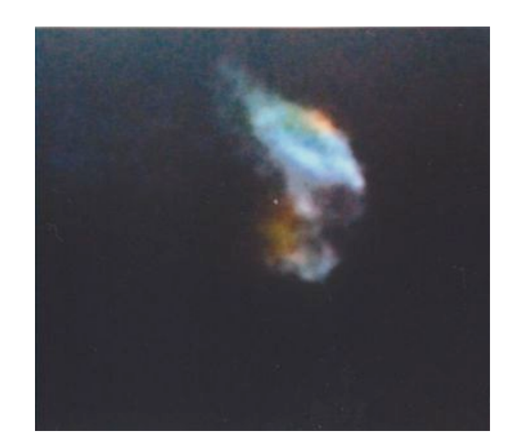
0.33 Ort: 86482 Aystetten
Datum: 9.03.2015 **Zeit:** 0.29 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl: 1
Form: kleines Licht
Entfernung: 50 –100 m
Höhe: 50 –100 m
Farbe: von rot zu orange, grün und gelb wechselnd
Zeuge: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt flog langsam auf den Zeugen zu, blieb dann ca. 30 Sekunden über seinem Haus schweben und flog dann senkrecht nach oben davon.

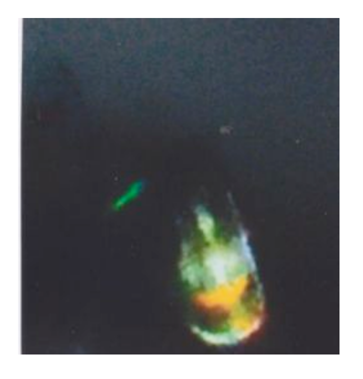


0.34 MUFON-Fall Nr. 67.718
Ort: Hamburg
Datum: 23.05.2015 **Zeit:** 23.05 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Farbe: wechselnd zwischen weiß und rot
Zeuge: 1
<u>**Besonderheit:**</u> Der Zeuge hat die Kugel, die mehrmals von rechts nach links flog und dabei die Farbe von Weiß auf Rot wechselte, mit der Video-Kamera aufgenommen. Auf eine Anfrage, nähere Details zu nennen und evtl. den Film auszuleihen, wurde nicht geantwortet.

0.35 MUFON-Sichtungsbericht Nr.: 66255
Ort: München
Datum: 3.06.2015 **Zeit:** 22.24 Uhr
Dauer: Minuten
Anzahl: 1
Form: rund
Entfernung: 5-10 km
Höhe: über dem Horizont
Farbe: grün, später rot
<u>**Besonderheiten:**</u> Das Objekt wechselte mehrmals die Farbe und verschwand hinter dem Horizont. Der Zeuge gibt zu Protokoll: *„I was drunk and the videos I took show only steady object changing colors."*

0.36 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 13.06.2015 **Zeit:** 0.33 bis 1.04 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Lichtgebilde
Farben: blau, grün, rot, gelb wechselnd
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
<u>**Besonderheiten:**</u> Die Formen des Wolkenschleiers änderten sich. Die Zeugin machte mehrere Fotos.





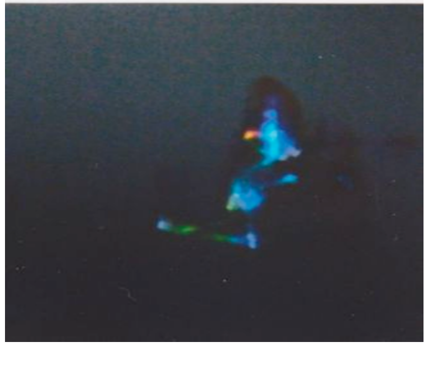




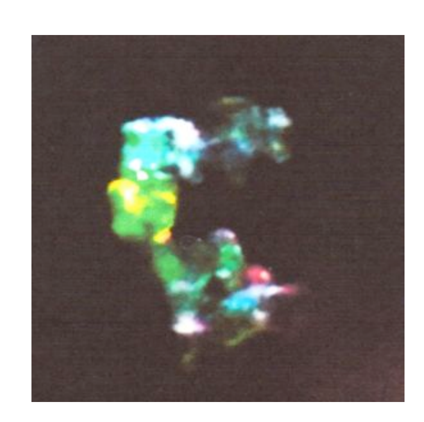
0.37 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 28.06.2015 **Zeit:** 1.14 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Lichtgebilde
Farben: blau-grün
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Wolke änderte ihre Form.



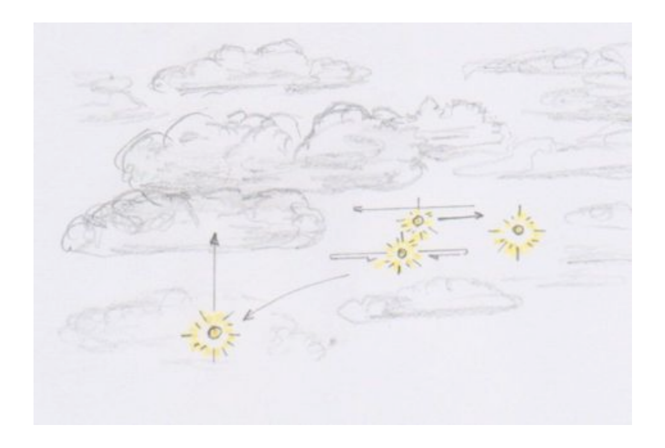
0.38 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.07.2015 **Zeit:** 0.13 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Lichtgebilde
Farben: blau, grün, rot, gelb wechselnd
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Zeugin machte 90 Fotos mit undefinierbaren Lichteffekten.



0.39 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 20.07.2015 **Zeit:** 23.38 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Lichtgebilde
Farben: blau, grün, rot, gelb wechselnd
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Formen und Farben der Wolke wechselten ständig. Sie wurde fotografiert.



0.40 Ort: Köln, Ferchen-Bachern
Datum: 31. Juli 2015 **Zeit:** 11.56 Uhr
Dauer: ca. 25 Minuten, davon beobachtet:
ca. 7-10 Minuten
Anzahl: 4
Form: glänzend helle *„Sterne"*
Größe: etwa 1/3 Vollmondgröße
Entfernung: zwischen 2000 und 2400 m
Höhe: 35-45°
Zeugen: Mutter mit 13-jähriger Tochter



Besonderheiten: Die Hauptzeugin fotografierte die Objekte mit ihrem Handy. Diese waren *„heller als ein sich in der Sonne spiegelndes Flugzeug“*. Eines der Objekte flog auf die Zeugin zu, um dann senkrecht nach oben in den Wolken zu verschwinden. Alle Objekte bewegten sich seitlich, stoppten nach einer Weile und flogen zurück. Dieser Richtungswechsel wurde 5 bis 6 mal beobachtet. Die Geschwindigkeit wird von der Zeugin auf rd. 50 km/h geschätzt, was entsprechend der großen Entfernung als zu langsam geschätzt wäre.

0.41 Ort: Fürstenwalde
Datum: 13.12.2015 **Zeit:** 18 Uhr
Dauer: innerhalb von. 5 Minuten jeweils einige Sekunden
Anzahl: 2
Form: a) Kugel, b) diffuse Wolke
Größe: a) Stern, b) 1,5 – 2 cm bei ausgestrecktem Arm
Entfernung: a) ca. 150 m,
Höhe: a) 30 – 40 m
Farbe: a) milchig gelb grell leuchtend, b) bläulich
Zeugen: a) 1, b) 2
Besonderheiten: a) Die grell leuchtende Kugel verschwindet hinter einem Dachgiebel, taucht wieder auf und verharrt 2 - 3 Sekunden, um dann mit schneller Geschwindigkeit im 35°-Winkel nach oben wegzufliegen. b) Nach einigen Minuten sehen beide Zeugen eine rundliche diffuse bläulich leuchtende Wolke wieder nach NO fliegen.

0.42 Ort: Maria Enzersdorf, bei Wien
Datum: a) 20.05.2016, b) 27.05.2016
Zeit: a) 5.15 Uhr, b) 20.30 Uhr
Dauer: a) 10 Min., b) 3Minuten
Anzahl: je 1
Form: jeweils eine Kugel
Größe: ¾ Vollmondgröße
Farbe: weiß
Zeuge: 1
Besonderheit: Objekt ist zunächst stationär am Himmel und fliegt dann langsam fort.

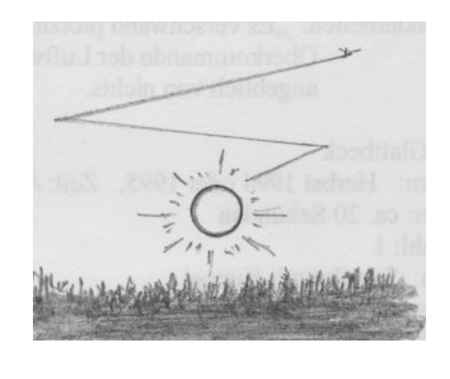
0.43 Ort: Hattingen
Datum: 28.08.2016 **Zeit:** zwischen 19.50 / 20.05 Uhr
Dauer: rd. 3 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 1 –3 m Durchmesser
Entfernung: 8 –15 km
Höhe: 800 –1000 m



Besonderheiten: Der Zeuge machte 3 Aufnahmen von dem Nah-Vorbeiflug.

Unidentifizierte Flugobjekte (UFOs)

1. Kugeln



1.69 Ort: Gmünd, Waldviertel (Österreich)
Datum: Sommer 1981 **Zeit:** zwischen 22 und 23 Uhr
Dauer: wenige Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: ca. 4 km
Farbe: weiß
Höhe: vom Boden im Zick-zack-Kurs aufsteigend
Zeugen: 1
Besonderheiten: Der Onkel der Zeugin war in den 1970er Jahren nachts von Wien kommend ins Waldviertel unterwegs. Plötzlich wurde er von einer 20 cm großen *„Lichtkugel"* begleitet, die neben seinem Wagen herflog. Nach einer längeren Zeit überholte die Kugel seinen Wagen und verschwand. Ein Freund der Zeugin erlebte etwas Ähnliches: Ein Lichtball verfolgte sein Auto in der Nähe von Gmünd und bog dann plötzlich in den Wald ab.
Kommentar: Keine UAPs, sondern wahrscheinlich Irrlichter!

1.70 Ort: Wals bei Salzburg (Österreich)
Datum: 24.12.1984 **Zeit:** abends
Dauer: 1 – 2 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 2 – 3 m
Entfernung: etwa 2 m (direkt hinter dem Fenster)
Farbe: gold-glänzend
Zeugen: 1
Besonderheiten: *„Plötzlich flog vom Himmel eine gold-gelbe leuchtende Kugel langsam herunter und blieb schwebend vor meinem Fenster stehen. Sie war größer als das Fenster und pulsierte.* [...] *Ich freute mich so sehr, dass ich das Fenster öffnen wollte. Doch ich konnte mich nicht bewegen. Ich konnte zwar atmen (etwas schwerer als sonst) aber nicht bewegen, obwohl ich mich mit ganzer Kraft dazu drängte, das Fenster zu öffnen. Nach etwa 1 – 2 Minuten verschwand das Objekt mit enormer Geschwindigkeit. Danach konnte ich mich wieder bewegen.* [...] *Ich erzählte es meinen Eltern. Die lachten mich jedoch nur aus."*

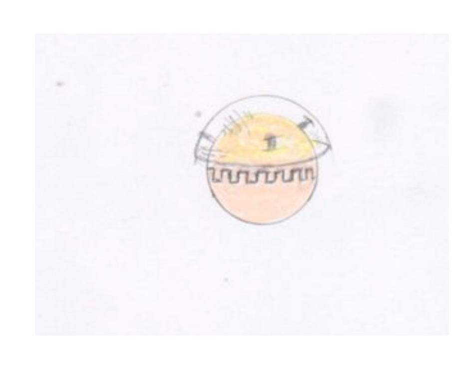
1.71 Ort: Bandar Anzali, Nordosten des Irans
Datum: Sommer 1986 **Zeit:** spätnachmittags
Dauer: rd. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: kugelförmig
Farbe: violett-rot
Größe: 7 - 20 m Ø
Entfernung: 2 km
Höhe: rd. 100 m
Zeugen: mehrere
Besonderheiten: Das Objekt verschwand plötzlich.



1.72 Ort: Chemnitz-Zeisigwald
Datum: Winterbeginn 1995 **Zeit:** 21 Uhr
Dauer: 15-20 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Farbe: orange
Größe: 2-3 m
Entfernung: 20-30 m
Höhe: ca. 10 m
Zeugen: 2
Besonderheiten: Eine Kugel schwebt heran und schwebt über den Baumwipfeln. Dann beginnt sie im Zick-Zack-Kurs fortzufliegen.



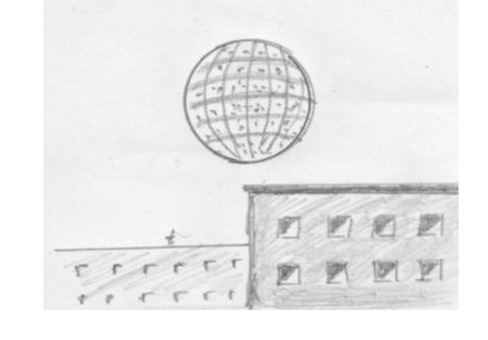
1.73 Ort: Wien
Datum: Herbst 1996 **Zeit:** abends
Dauer: etwa 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel mit darüber gestülpter Glaskuppel
Entfernung: rd. 100 m
Höhe: ca. 30 m
Farbe: orange
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt wirkte wie eine Kugel mit *„grobporiger Oberfläche“*, auf die eine Glaskuppel gestülpt war, die von 4 Stahlrohren gestützt wurde. Das Objekt stand etwa 10 Minuten lang still. Die Zeugin konnte im Fernglas Einzelheiten erkennen (ein Band mit Rechteck-Meander-Linien). *„Dann ist es ganz schnell verschwunden.“*



1.74 Ort: Hamburg
Datum: Sommer 1999 **Zeit:** nachmittags
Dauer: 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel

Größe: etwas größer als die Sonne
Farbe: orange
Zeuge: 1
<u>Besonderheiten:</u>

1.75 Ort: Fürstenzell bei Passau
Datum: Anfang Mai 2000 **Zeit:** gegen 10 Uhr
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 10 m Durchmesser
Entfernung: 60-70 m
Farbe: dunkelgrau
Höhe: 30 m
Zeugen: 1 (später 2)

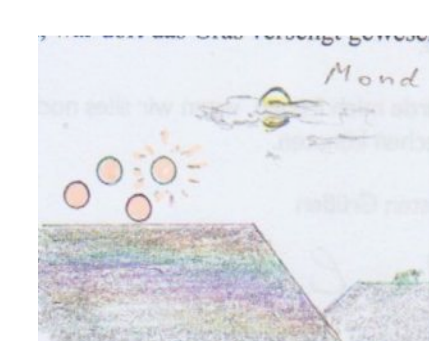


<u>Besonderheiten:</u> Es regnete leicht. Als der Zeuge seinen weißen Regenschirm zurück schob, um zu prüfen, ob es noch regnete, erblickte er eine große dunkelgraue Kugel etwa 70 m entfernt bewegungslos über den Häusern schweben. Sie hatte Einkerbungen entlang mehrerer Längen- und Breitengrade, die etwa einen Abstand von 1,50 m voneinander hatten. Als der Zeuge die Kugel interessiert betrachtete, verschwand diese plötzlich vor seinen Augen, *„wie wenn man Licht ausknipsen würde"*.

In der folgenden Nacht wurde der Zeuge wach und sah in 3,50 m Abstand eine 1,60 m große Frau am Fenster stehen, die ihn anblickte. Der Mond schien ins Zimmer. Daher konnte der Zeuge erkennen, dass die Frau lange blonde Haare hatte, etwa 30 Jahre alt war und einen zweiteiligen weißen Badeanzug trug. Ihre Beine steckten in weißen Stiefeln, die seitlich mit Schnallen zusammengehalten wurden. Sie trug einen (oder seinen) zusammengefalteten weißen Schirm. Der Zeuge war erstaunt aber nicht verängstigt und schlief nach etwa 2 Minuten wieder ein.

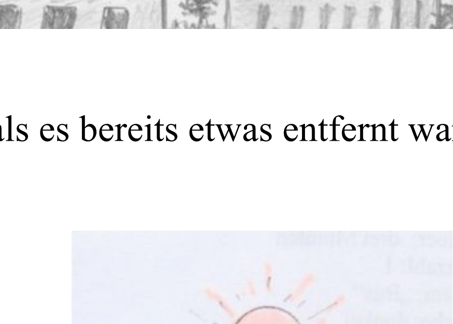
Sein Bruder, der in der metallverarbeitenden Industrie arbeitet, war gegen 23 Uhr nach Hause gekommen und hatte sich im selben Zimmer wie der Zeuge zum Schafen gelegt. Als der Zeuge ihm beim Frühstück von dem nächtlichen Besuch erzählen wollte, unterbrach ihn sein Bruder und erzählte seinerseits von der nächtlichen Besucherin im Schlafzimmer, die er ebenfalls gesehen hatte. Auch er war gleich wieder eingeschlafen. Beide hatten sich nicht gegenseitig auf die Erscheinung aufmerksam gemacht und vermuteten, dass der weiße Schirm andeuten sollte, dass die Frau ein Insasse der grauen Kugel vom Vormittag gewesen war.

1.76 Ort: Bielefeld
Datum: 1.07.2004 **Zeit:** 22.50 Uhr
Dauer: 5 – 10 Minuten
Anzahl: 4
Form: Kugeln
Farbe: orange



Größe: Mondgröße
Entfernung: ca. 200 m
Höhe: 5 – 10 m
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Eines der Objekte blinkte im 3 Hz-Takt.

1.77 Ort: 01877 Bischofswerda
Datum: 9.09.2006 **Zeit:** 14.00 Uhr
Dauer: rd. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel
Farbe: silbern
Größe: doppelte Mond-Größe
Höhe: über den Dächern
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Objekt mit Videokamera gefilmt, als es bereits etwas entfernt war.



1.78 Ort: Rügen
Datum: Sommer 2007 **Zeit:** gegen 24 Uhr
Dauer: wenige Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 50 – 60 cm
Entfernung: ca. 100 m
Farbe: orange, dann violett-bläulich
Höhe: etwa 50 m
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Im Innern der Kugel sah der Zeuge ein sich drehendes Kreuz. Die orangene Farbe änderte sich zu violett-bläulich. *„Danach habe ich nichts mehr mitbekommen. Als ich wieder zu mir kam, saß ich immer noch am Fenster und es war wieder hell. Ich weiß nicht, was das war oder woher das kam oder besser, was eigentlich passiert ist.“*

1.79: Ort: Essen
Datum: 8.03.2008 **Zeit:** 19.45 Uhr
Dauer: etwa 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 10 cm bei ausgestrecktem Arm
Farbe: gelb-rot
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Der Zeuge ist ein Oberstaatsanwalt a.D.



1.80 Ort: Schaffhausen



Datum: 8. Juni 2009 **Zeit:** 0.43 Uhr
Dauer: 30-45 Sekunden
Anzahl: 4
Form: *„oben und unten abgeflachte Kugeln“*
Farbe: orange-rot
Größe: ca. 1 m
Entfernung: 50-70 m
Höhe: ca. 30 m
Zeugen: 3
Besonderheiten: Die aufeinander folgenden Kugeln bewegen sich mit etwa 120 km/h. Sie erscheinen über dem Geissberg (505 m), senken sich ins Tal hinab und steigen dann über den Wirbelberg (555 m) auf, wo sie außer Sicht geraten.

1.81 Ort: Kiel



Datum: 1. August 2009 **Zeit:** 0.30 Uhr
Dauer: 20 Sekunden
Anzahl: 2
Form: Kugeln
Farbe: weiß
Größe: ¼ Centstück-Größe in Armeslänge
Höhe: 30°
Zeugen: 2
Besonderheiten: Im Abstand von 4 Sekunden fliegen 2 weiße Kugeln von Süd nach Nord.

1.82 Ort: Osterode a. Harz
Datum: Frühherbst 2010 **Zeit:** abends
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: > Heißluftballon
Entfernung: rd. 1 km
Zeugen: mehrere
Besonderheiten: Das Objekt bewegte sich langsam aufwärts, verharrte auf der Stelle und flog dann weiter. *"Es machte Hin- und Herbewegungen.* [...] *Das Ding schien aus einem durchsichtigen Material zu bestehen und es wirkte so, als ob im Inneren ein ungeheures Feuer waberte."* In der Regionalzeitung wurde tags darauf von einer *"nicht definierbaren feurigen Lichterscheinung am Abendhimmel"* gesprochen.

1.83 Ort: Maxlried bei Peißenberg



Datum: 15.08.2011 **Zeit:** gegen 18 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 6 bis 8
Form: Kugeln

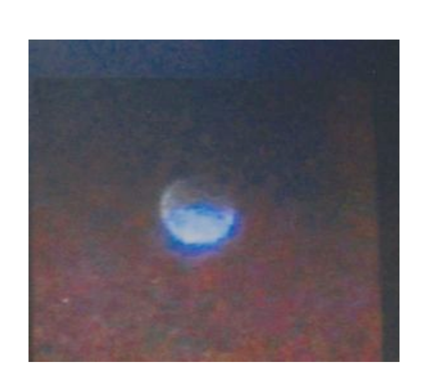
Größe: 1,50 – 2 m
Farbe: metallisch
Entfernung: 100 – 150 m
Höhe: zwischen 50 und 100 m
Zeuge: 1
Besonderheiten: Die Kugeln bewegten sich langsam und unregelmäßig am Himmel. Die Kugeln besaßen eine narbige Oberfläche wie auf einem Golfball. Die Erscheinung wurde fotografiert.

1.84 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: August 2011 **Zeit:** gegen 1 Uhr
Dauer: ca. 5 Minuten
Anzahl: 2
Form: Kugeln
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: 100 – 150 m
Höhe: zwischen 20 und 50 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Zeugin machte Fotos.

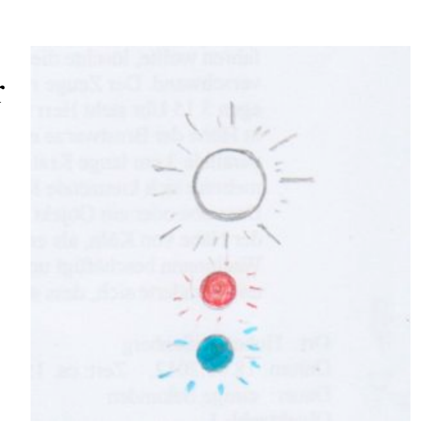




1.85 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.10.2011 **Zeit:** gegen 2 Uhr
Dauer: ca. 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: 100 – 150 m
Höhe: zwischen 20 und 50 m
Farbe: wechselnd
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Farbe wechselte von Orange zu Weiß und zu Blau.



1.86 Ort: 48624 Schöppingen bei Münster i.W.
Datum: 23.10.2011 **Zeit:** zwischen 23.30 und 0.30 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 3
Form: Kugeln
Größen: größte Kugel: 1 – 1,50 m
die beiden kleineren: 2/3 der großen Kugel
Farben: große Kugel = weiß leuchtend
1. kleinere Kugel = rot blinkend
2. kleinere Kugel = blau blinkend
Höhe: *„die eines kleinen Sportflugzeugs"*
Zeugen: 2



Besonderheiten: Die kleineren blinkenden Kugeln befanden sich in einem gleichen Abstand unterhalb der weiß leuchtenden Kugel und behielten starr ihre Position zur großen Kugel inne. Die senkrechte Formation bewegte sich mit etwa 40 – 50 km/h gleichmäßig am wolkenlosen Himmel. Der Zeuge und seine Freundin befanden sich auf einem Aussichtsturm auf einem Berg nahe den ehemaligen NATO-Bunker-anlagen bei Schöppingen.

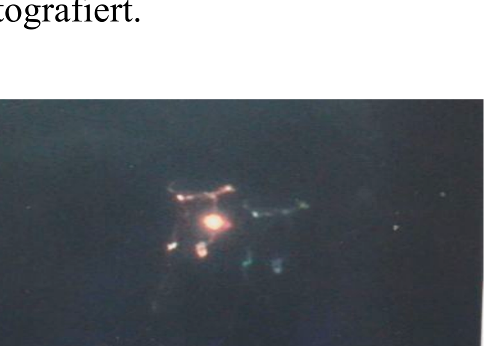
1.87 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 29.11.2011 **Zeit:** mittags
Dauer: einige Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 1 – 2 m
Entfernung: 100 – 200 m
Farbe: Aluminium
Zeugen: 3



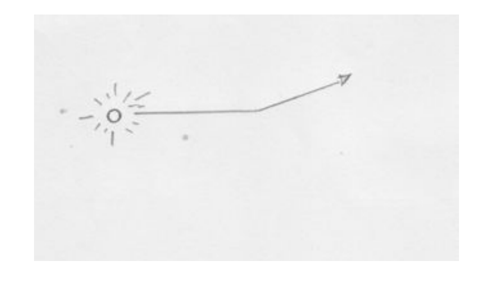
Besonderheiten: Die Aluminium-glänzende Kugel erschien auf dem Foto nur hell.

1.88 Ort: Knittelfeld, Steiermark
Datum: 29.03.2012 **Zeit:** 20.35 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 3
Form: Kugeln
Farbe: weiß
Besonderheiten: Die tanzenden Kugeln wurden fotografiert.

1.89 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 26.07.2012 **Zeit:** gegen 21.30 Uhr
Dauer: ca. 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: 100 – 150 m
Höhe: zwischen 20 und 50 m
Farbe: hell weiß leuchtend
Zeugen: 1

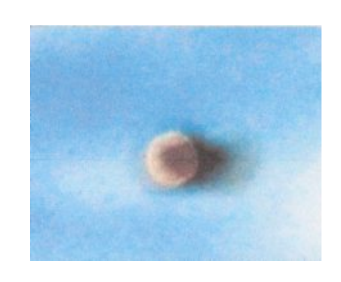


1.90 Ort: Kiel
Datum: 11.08.2012 **Zeit:** 23.10 Uhr
Dauer: 1 - 2 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: Golfball am ausgestreckten Arm
Zeugen: ein Meteorologe und eine Psychologin



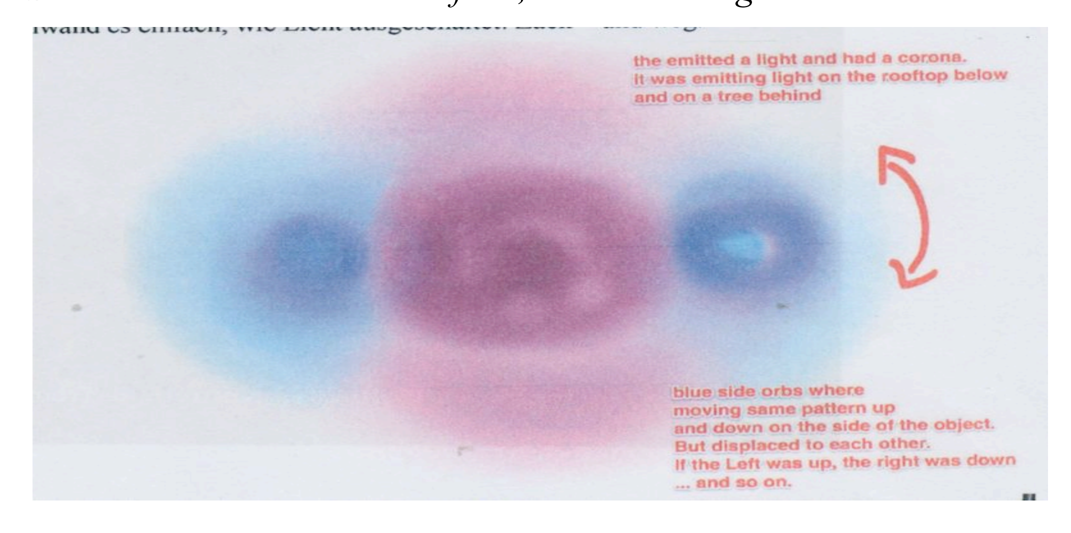
Besonderheiten: Die hell leuchtende Kugel flog langsam geradeaus, dann änderte sie ihre Richtung um 10-15°. Sie beschleunigte und war nach einem Wimpernschlag nach oben fliegend verschwunden. Der kurze leuchtende Schweif verblasste rasch.

1.91 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 18.10.2012 **Zeit:** 15.33 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 1 – 2 m
Entfernung: 100 – 200 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 1

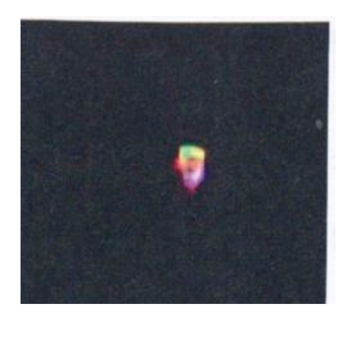


Besonderheiten: Die Kugel zog einen kurzen dunklen Schweif hinter sich her. Sie wurde fotografiert.

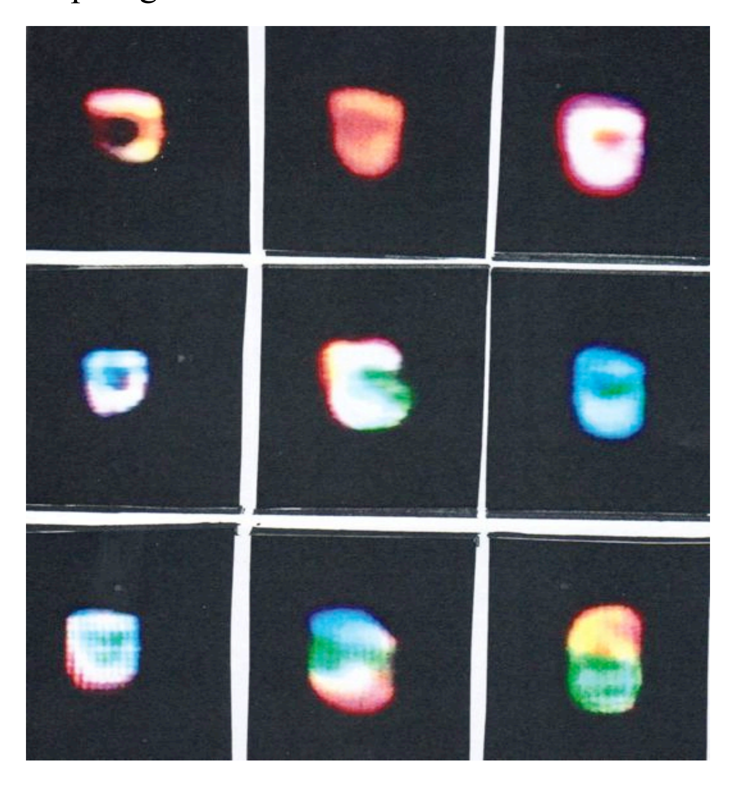
1.92 Ort: Hamm
Datum: 18.11.2012 Zeit: 1.15 und 1.30 Uhr
Dauer: jeweils 25 Sekunden
Anzahl: 1
Form: große Kugel mit 2 kleineren Kugeln an den Seiten
Größe: große Kugel = 1 m, die 2 kleineren = 0,70 m
Farben: große Kugel = rosa, die 2 anderen = blau
Entfernung: zunächst 300 m, dann 20 m
Höhe: erst 4 m, dann 20 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die rosa Kugel mit den zwei blauen an jeder Seite hielt sich zunächst im Abstand von 300 m vom Zeugen auf und verschwand nach 25 Sekunden auf der Stelle. Nach einer Viertelstunde tauchte sie plötzlich in nur 20 m Abstand über dem Dach des Nachbarhauses wieder auf. *„Das Objekt bewegte sich innerhalb von 50 bis 100 cm auf und ab. Es war kein ‚sanftes' auf und ab, sondern wirkte in der Bewegung recht nervös. Die zwei (oder mehrere) bewegten sich entgegengesetzt auf und ab (oder drum herum). Also, wenn links eine kleine Kugel oben war, war die rechte unten – und umgekehrt. Und dieses ganze ‚Pattern' bewegte sich auf und ab. Nach 10 Sekunden verschwand es einfach, wie Licht ausgeschaltet: Zack – und weg."*



1.93 Ort: Hohenpeißenberg



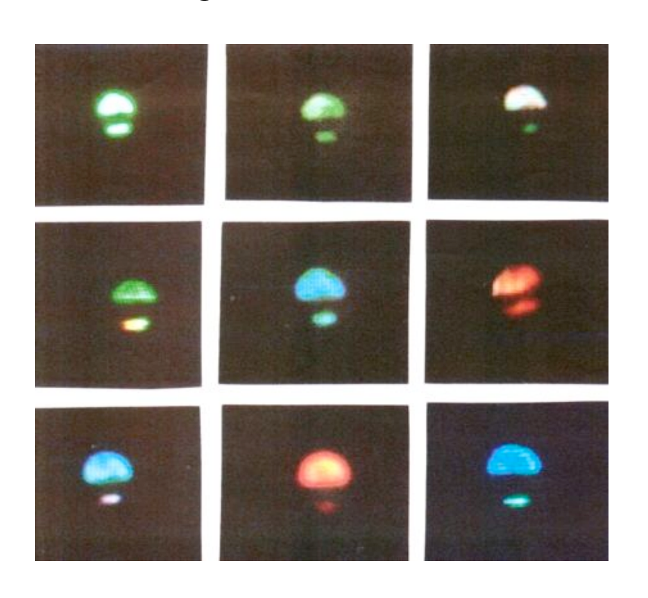
Datum: 4.03.2013 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel, dann Eichel
Farben: wechselnde Farben, mehrere Farben gleichzeitig auf dem Objekt
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Formen und Farben des eichelförmigen Objekts änderten sich ständig während stroboskopartiger Blitze.

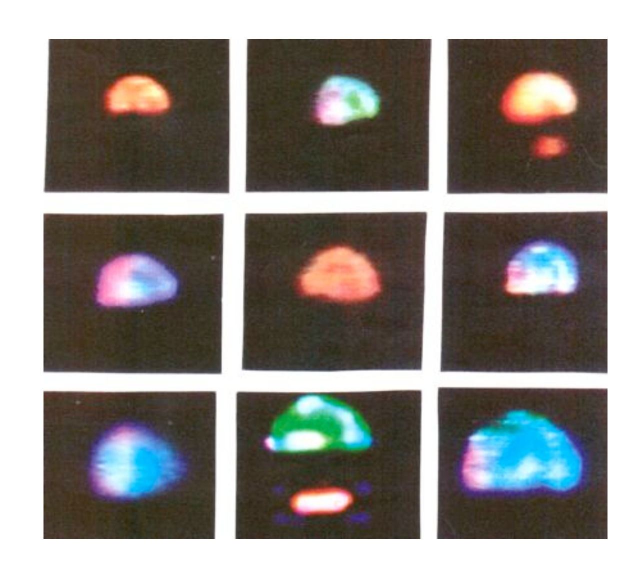




1.94 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 4.03.2013 **Zeit:** 10.52 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: nahezu kugelförmig
Größe: etwa 1 m
Entfernung: < 100 m
Höhe: Baumwipfel-Höhe
Farbe: gläsern dann völlig transparent
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin folgt einem inneren Ruf, ans Fenster zu gehen. Sie sieht das Objekt, das zu vibrieren schien und die Sonne spiegelte. Die Zeugin macht 2 Fotos. Das Objekt dreht sich um 120° nach links, dann wird es *„urplötzlich unsichtbar“*.

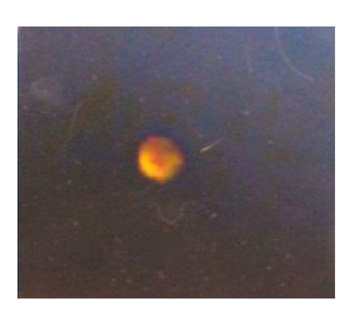
1.95 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 17.01.2014 **Zeit:** 2.10 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: ¼ Vollmondgröße
Entfernung: 200-400 m
Farben: stroboskopartig blitzten wechselnde Farben im 4 Hz-Takt auf.
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt wurde gefilmt. Von oben auf der Kugel lief ein dunkler Balken langsam nach unten. Es entfernte sich langsam.





1.96 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 3.07.2014 **Zeit:** 0.09 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl: ein Objekt, das sich teilte und zusammenkam
Form: Kugel
Größe: 3-5 m
Entfernung: < 100 m
Farbe: von Weiß zu Gelb zu Rot wechselnd
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Ein gelbes Objekt stand zunächst bewegungslos an einer Stelle, teilte sich, änderte die Farbe, kam wieder zusammen, blieb wieder stationär und flog dann fort. 7 Fotos wurden von der Erscheinung gemacht.

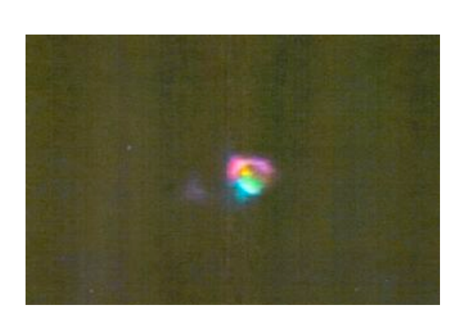
1.97 Ort: Weilheim
Datum: 7.06.2013 Zeit: abends
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel





Größe: 3 – 5 m
Entfernung: 20 – 30 m
Farbe: gelb-orange
Höhe: 20 – 30 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Farbe wechselte von Gelb zu Orange. *„Es schoss nach oben weg und zog einen dünnen Schweif nach sich.“* Die Kugel wurde fotografiert.

1.98 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 4.07.2013 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel *„mit Dach“*
Größe: 2-3 m
Entfernung: 200 – 300 m
Farbe: grün mit rotem *„Dach“*



Besonderheiten: Die Kugel flog langsam in Richtung auf die Kapelle auf dem Hohenpeißenberg zu. Die Zeugin konnte mehrere Fotos davon machen.

1.99 Ort: Graz, Österreich
Datum: 3. Oktober 2013 **Zeit:** gegen 22 Uhr
Dauer: länger als 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: etwa 10 m
Entfernung: etwa 30 m
Höhe: 5 – 10 m
Zeugen: mehrere Polizeibeamte und später auch Mitglieder der SEK
Besonderheiten: Durch die Alarmanlage an einer leer stehenden Villa wurde die Polizei *„gerufen“*. Die Beamten begegneten einer etwa 10 m großen leuchtenden Kugel, die über dem Garten hinter der Villa schwebte. Als man Gestalten aus der Kugel kommen sah, riefen die Beamten die COBRA-Terror-Einsatzgruppe der Polizei zu Hilfe. Was alles passierte, ist nicht klar zu erfahren.

Der Besitzer der Villa wandte sich an die Polizeidirektion in Graz und erhielt die Erlaubnis, mit einem der Hauptzeugen zu sprechen. Aber er musste sich verpflichten, keine weiteren Untersuchungen anzustellen und den Einsatzbericht mit den albernen Erklärungen (*„Kugelblitz“, „Scheinwerfer aus der benachbarten Kneipe“, „Spiegelungen des Mondes“*...) zu unterschreiben.

Der Polizeieinsatz kostete ihn 250 €. Die 600 € Kosten für den COBRA-Einsatz musste er nicht bezahlen. Man verlangte nur 150 € Benzinkosten. Denn er hatte die COBRA-Leute ja nicht selbst gerufen. Die beiden Diensthunde weigerten sich, das Gelände zu betreten. Am folgenden Tag machte Prof. K. von der Uni Graz Aufnahmen von den versengten Blättern an den Sträuchern. Am Tag zuvor hatte es übrigens geregnet.

1.100 Ort: Buchholz
Datum: 14.10.2013 **Zeit:** 19.10 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel mit 2 kleinen seitlichen Lichtern
Farben: blau, grün, rot, gelb wechselnd
Größe: ca. 5 m
Entfernung: 300 - 400 m
Zeugen: ein promovierter Mitarbeiter des MPI
Höhe: < 100 m

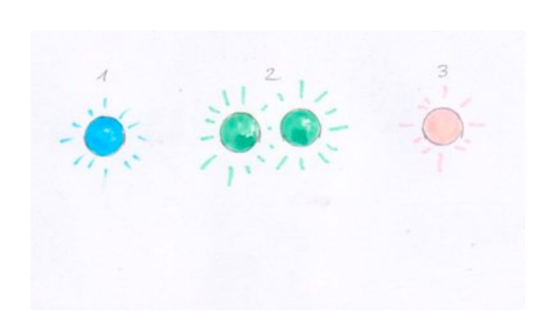




Zwei Bilder aus dem Video.

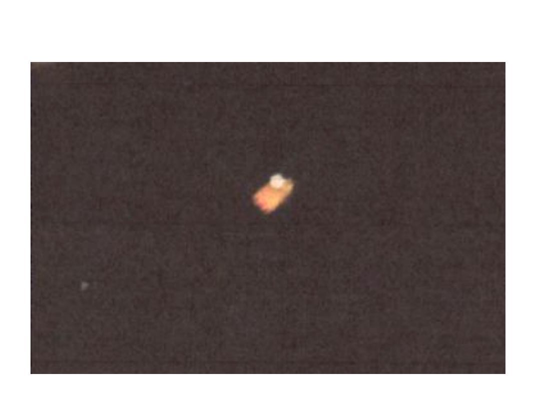
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt war nur durch dessen Lichter zu sehen. Das große runde Licht wechselte unregelmäßig und rasch seine Farbe von Grün auf Rot. Die beiden kleineren Lichter an seiner Seite wechselten die Farben im Gegentakt zum großen Licht von Rot auf Grün. Der Zeuge filmte das Licht mit seinem Handy.

1.101 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 3.07.2014 **Zeit:** 0.12 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Lichtgebilde
Farben: blau, grün, rot, gelb wechselnd
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: ca. 1 km
Zeugen: 1

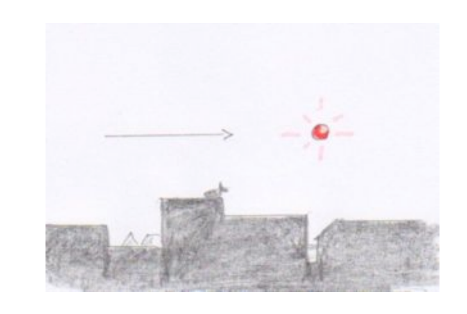


<u>Besonderheiten:</u> Die Kugel teilte sich, flog auseinander und wieder zusammen. Es wurden mehrere Fotos gemacht.

1.102 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 29.09.2014 **Zeit:** 0.2 Uhr
Dauer: wenige Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel auf Rechteck
Farben: weiß, Rechteck: orange
Größe: 1 – 2 m
Entfernung: ca. 200 m
Zeugen: 1

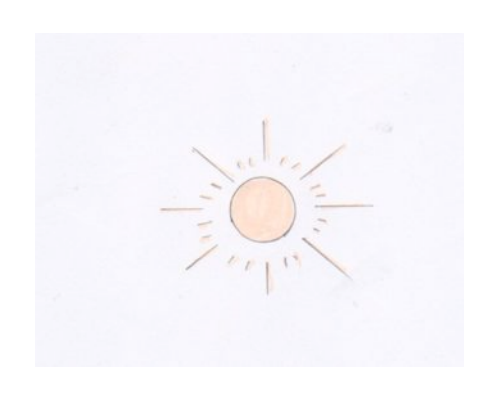


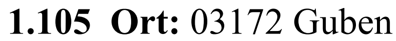
1.103 Ort: Berlin
Datum: 1.01.2015 **Zeit:** 00 Uhr 6 Minuten
Dauer: ca. 20 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: ¼ Vollmond



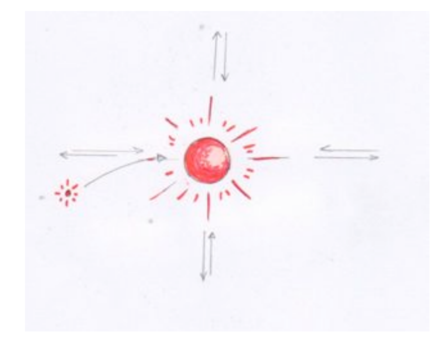
Farbe: dunkelrot
Zeuge: 1
Besonderheit: Das Objekt flog langsam horizontal über die Dächer und unterschied sich dadurch deutlich von den aufsteigenden Feuerwerkskörpern.

1.104 Ort: 77833 Ottersweier
Datum: 28.02.2015 **Zeit:** nachts
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Zeuge: 1
Besonderheiten: Der Zeuge versuchte das Objekt zu fotografieren und mit der Videokamera Nikon D7100 aufzunehmen. Das verwendete Teleobjektiv war ein „*Tamron SP70-300 F4-5,6*“.



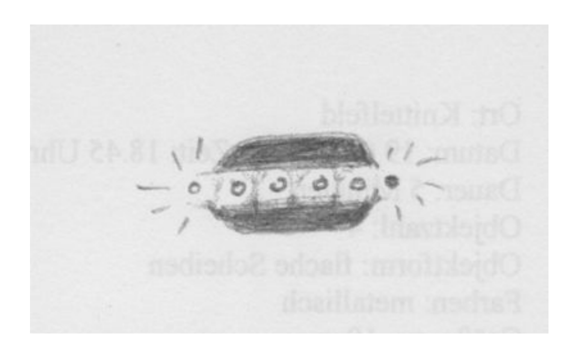


1.105 Ort: 03172 Guben
Datum: 15.09.2015 **Zeit:** 23.30 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: von 1 bis 6 m anwachsend
Entfernung: rd. 1 km
Höhe: 10 – 15 m
Farbe: blutrot
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die blutrote Kugel erschien erst recht klein. Sie wurde immer größer, bis auf 4 bis 6 m groß. Sie begann auf und ab und in und her zu tanzen. Dann stieg sie plötzlich mit hoher Geschwindigkeit senkrecht nach oben in die Wolken und wurde dabei weiß und blitzte oder pulsierte ständig.



2. Saturnförmige Objekte

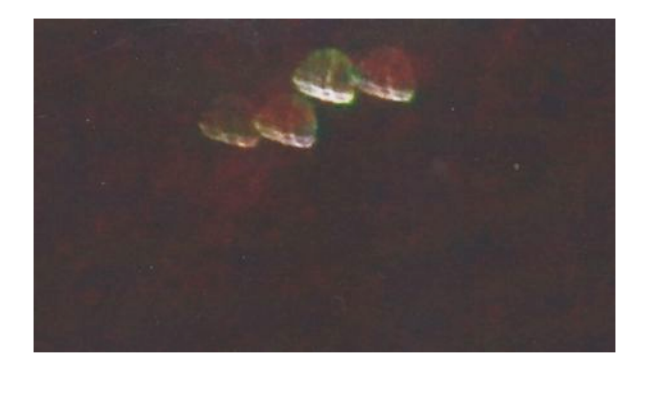
2.10 Ort: Rheinstetten bei Karlsruhe
Datum: 23.02.2012 **Zeit:** 6.50 Uhr
Dauer: 3-4 Minuten
Anzahl: 1
Form: Saturn-förmig mit 5-6 Lichtern am Rand
Größe: rd. 30 m
Entfernung: 30-40 m
Höhe: rd. 40 m
Zeuge: 1



Besonderheiten: *"Es begann ein Lichtspiel von Blau zum nächsten Licht, das gelb war, immer wieder von vorne nach hinten. Ich habe dann fast einen Unfall gebaut und wäre in die Leitplanke gefahren, als ich die Umrisse von dem UFO gesehen habe. Ich habe es auch bei der UFO-Meldestelle in Mannheim gemeldet, aber der Mensch dort hat mich nicht für ernst genommen* [...]"

3. Halbkugeln

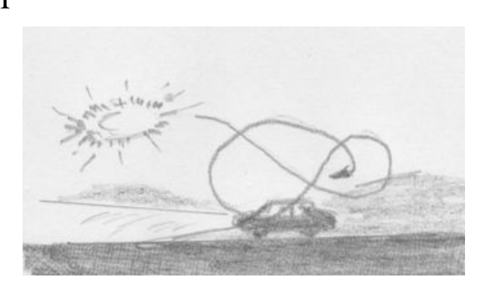
3.13 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 11.09.2013 **Zeit:** gegen 22 Uhr
Dauer: ca. 2 Minuten
Anzahl: 4
Form: Halbkugeln
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: zwischen 200 und 300 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: schwach leuchtend
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Zeugin konnte die Objekte fotografieren.



3.14 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 24.10.2013 **Zeit:** 22.28 Uhr
Dauer: 30 Sekunden
Anzahl: 2
Form: Halbkugeln
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: zwischen 200 und 300 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: schwach leuchtend
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Zeugin konnte die Objekte fotografieren.

4. Ovale Formen

4.23 Ort: Turnpike zwischen Kissimee und Miami, Florida
Datum: 30.01.1984 **Zeit:** zwischen 20 und 20.30 Uhr
Dauer: ca. 15 Minuten
Anzahl: 1
Form: hell leuchtende ovale Wolke
Größe: 10 – 20 m
Entfernung: 20 – 50 m
Höhe: 20 – 50 m

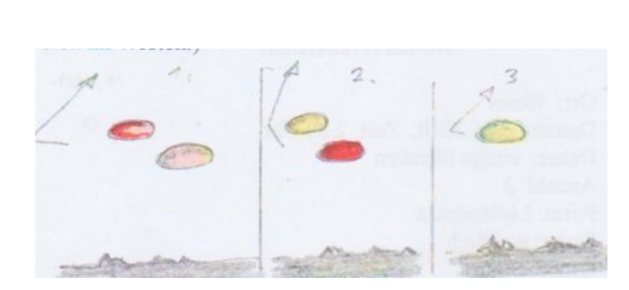


Farbe: gelblich-weiß
Zeugen: 2 (heute in Bad Kissingen)
Besonderheiten: Zunächst befand sich die helle Wolke neben und über dem Wagen. Dann blieb sie hinter dem Wagen am Himmel stehen. *„Als ich mich nochmals umdrehte und sah, dass sie uns sehr schnell kreisend überholte und mal links mal rechts neben dem Wagen herflog, bekam ich Angst und bat meinen Partner mal anzuhalten oder sein Fenster zu öffnen und selbst zu schauen.“*

„Dass wir ganz allein auf der Turnpike fuhren, auch ohne die Lichter des Gegenverkehrs wie am Morgen zu sehen, fiel uns erst später auf. Dann merkten wir nach (für uns) kurzer Zeit und wenigen Meilen, dass der Tank nur noch ¼ voll war, obwohl es morgens von Miami nach Kissimee sehr gut gereicht hatte.“ Das Paar beschloss, an der nächsten Ausfahrt zu tanken. An der Ausfahrt verschwand das Objekt. Welche das gewesen war, konnten die Zeugen nie mehr in Erfahrung bringen. Die Zeugin erlebte die Fahrt zur Tankstelle und später zum Hotel wie in Trance. Im Hotel stellten sie fest, dass ihnen 2 ½ Stunden an Erinnerung fehlten. Der Zeugin fiel bewusstlos aufs Bett und schlief ein. Als sie erwachte, begannen die Augen zu schmerzen, *„so unerträglich, dass ich mir beide Fäuste in die Augenhöhlen drücken musste, um diese extremen Schmerzen zu ertragen.“* Am folgenden Tag waren alle Schmerzen vorbei und beide Zeugen fühlten sich wieder wohl. Nun erzählten sie sich, dass sie auf der *„leeren Straße“* in der betreffenden Nacht von einem altmodischen Auto überholt worden waren. Der Fahrer hätte wie eine Puppe steif gewirkt. Nach dem Überholvorgang soll sich der Wagen vor ihnen in Nichts aufgelöst haben.

4.24 Ort: Ursenbach bei Bern
Datum: 16. 10. 1984 **Zeit:** morgens
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: oval
Farbe: eine Art Tarnfarbe
Größe: ?
Entfernung: 20 m
Höhe: 1 m über Boden
Zeugen: 3 (Max Begert); „Langentaler Tageblatt,“ Oberaargau, vom 18.10.1984
Besonderheiten: Als sich ein Zeuge dem Objekt näherte, stieg es auf und flog weiter weg. Begert: *„Das UFO stand komplett still am Himmel und plötzlich war es einfach weg.“*

4.25 Ort: Konz bei Trier
Datum: 30.08.2008 **Zeit:** 23 Uhr
Dauer: etwa 5 Minuten
Anzahl: 5
Form**:** oval
Farbe: rot zu orange zu gelb zu rot usw.
Größe: ?



Entfernung: 1-2 km
Höhe: 1000 m
Zeugen: mindestens 7 Personen (incl. Kampfjet-Pilot)
<u>Besonderheiten:</u> Es wurden im Abstand von 1 Minute jeweils 2 Objekte und nach 3 Minuten ein weiteres Objekt gesehen, die immer im rechten Winkel nach oben fort flogen.

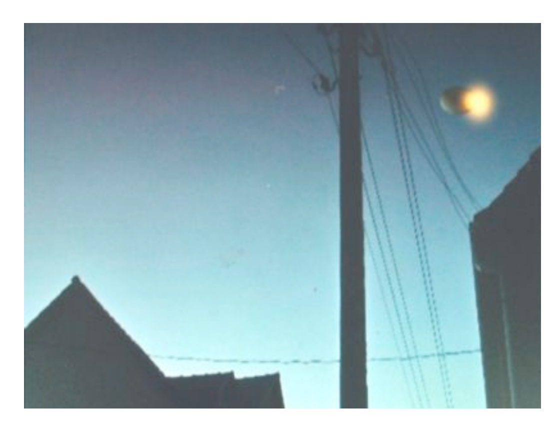
4.26 Ort: München
Datum: 26. Juli 2009 **Zeit:** 22.30 Uhr
Dauer: 2 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Ellipsoid mit schwarzen Streifen
Farbe: fahles Gelb
Größe: 2 m ± 0,2 m
Entfernung: 300-400 m
Höhe: 200 m
Zeugen: 1



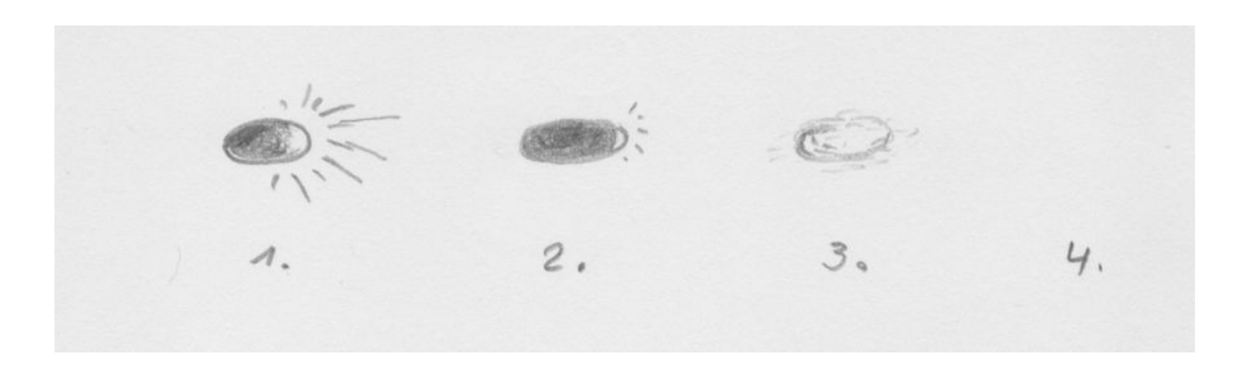
<u>Besonderheiten:</u> 10 Minuten nach dem Vorbeiflug des Ellipsoids fliegt ein *„Licht-punkt"* in entgegengesetzter Richtung im Bogen über den Himmel.

4.27 Ort: Lichtenstein in Sachsen

Datum: 26. Juli 2009 **Zeit:** 21.00 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl: 1
Form: Ellipsoid
Farbe: grau-metallisch
Größe: 10-20 m
Entfernung: 200 m
Höhe: 50 m
Zeugen: 2

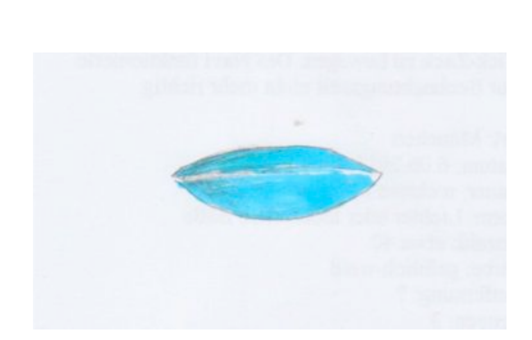


<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt leuchtet an der Spitze sehr hell. Im Verlauf des Fluges schaltet es das Licht aus, bleibt stehen und beginnt sich plötzlich aufzulösen (s. Zeichnung). Einer der Zeugen beginnt zu zittern und ist völlig aufgeregt.



4.28 Ort: Bochum
Datum: 25.06.2010 **Zeit:** 2.50 Uhr
Dauer: ca. 90 Sekunden
Anzahl: 1
Form: oval mit langer Spitze
Farbe: dunkler Körper mit weiß strahlenden Rippen
Größe: 60 x 20 m²
Entfernung: weniger als 100 m
Höhe: ca. 100 m
Zeugen: Dr. H.-G. Herzog (Ehefrau sah nur noch einen leuchtenden Punkt)
<u>Besonderheiten:</u> Das große Objekt flog mit rd. 100 km/h dicht über das Haus. Der Zeuge hörte ein knisterndes Geräusch. Dr. Herzog unterrichtet den Verteidigungsminister, den Umweltschutzminister, die Flugsicherung Langen/Fr., die Luftstreitkräfte in Kalkar, den Dtsch. Wetterdienst, Meteomedia GmbH, sowie den Direktor der Hochschule Bochum, Prof. Sternberg und die Organisationen GEP und MUFON-CES.

4.29 Ort: Aplerbeck bei Dortmund
Datum: Juni 2011 **Zeit:** gegen 3 Uhr früh
Dauer: rd. 90 Sekunden
Anzahl: 1
Form: oval
Farben: hellblau
Größe: 100 bis 150 m Durchmesser
Entfernung: ca. 2000 m
Höhe: ca. 2000 m
Zeugen: 1



<u>Besonderheiten:</u> Das Licht pulsierte leicht. Die Zeugin konnte nicht wieder einschlafen und schlief auch die folgenden Nächte nicht.

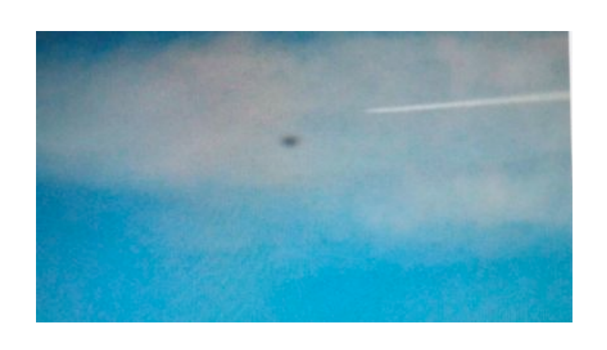
4.30 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 29.09.2011 **Zeit:** gegen 16 Uhr
Dauer: ca. 2 Minuten
Anzahl: 1
Form: ovales Objekt
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: ca. 1000 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 1

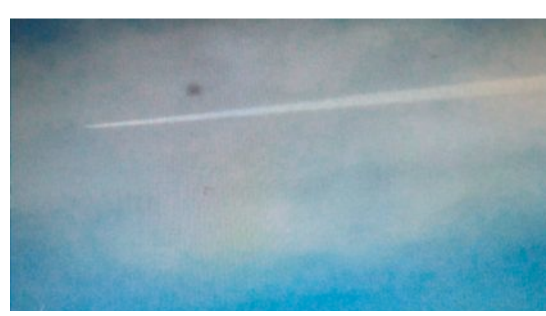


Stark vergrößertes Foto in Bild eingepasst.

<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin fotografierte das Objekt und einen Hubschrauber, der näher als das Objekt entfernt flog.

4.31 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 6.11.2011 **Zeit:** 15.03 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: ovales Objekt
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: etwa 1000 m
Höhe: etwa 1000 m
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin konnte das Objekt fotografieren.







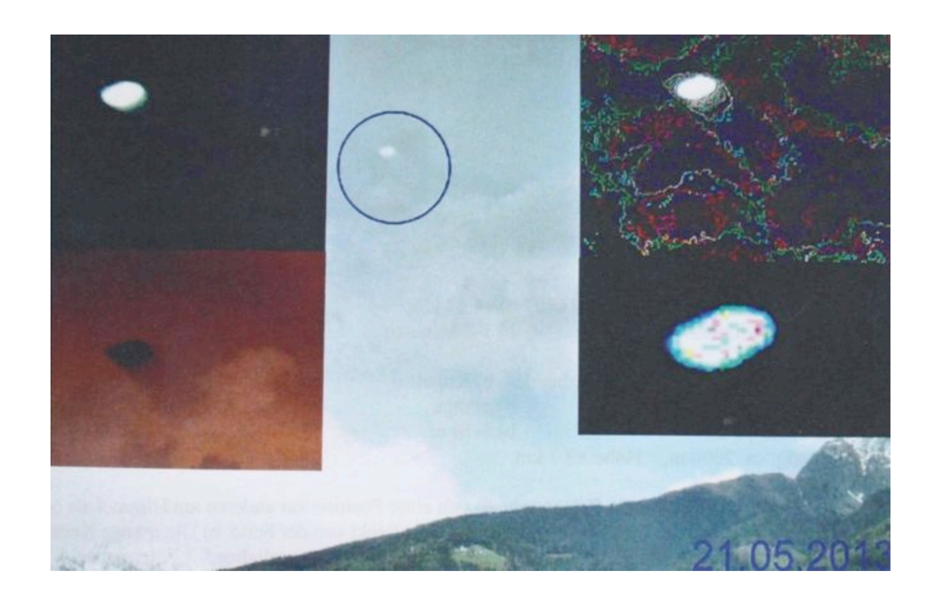
4.32 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 1.01.2012 **Zeit:** gegen 15 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: ovales Objekt
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: 200 -300 m
Höhe: etwa 50 m
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt wurde fotografiert.





4.33 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 19.06.2012 **Zeit:** 18.30 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: oval (*„Würstchen"*)
Größe: 10 – 12 cm auf Armeslänge
Entfernung: zwischen 200 und 300 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das lautlose Objekt stand unbeweglich auf der Stelle am Himmel, dann *„blinkte es kurz auf und sauste dann ab."*

4.34 Ort: Süd-Tirol
Datum: 21.05.2013 **Zeit:** nachmittags
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: ovales Objekt
Größe: ½ Monddurchmesser
Entfernung: ca. 2000 m
Zeugen: 2
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt zog eine Art transparenten Kondensstreifen nach sich. *„Es schoss auf einmal so schnell nach oben weg, dass man es nur zu Anfang noch wahrnahm.“* Es gelang ein Foto zu machen.

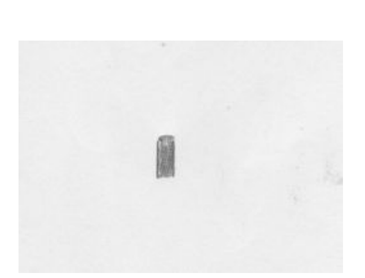


4.35 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 28.06.2013 **Zeit:** 16.38 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Anzahl: 1
Form: ovales Objekt
Größe: Mondgröße
Farbe: orange
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Zunächst erschein das Objekt als Kugel. Sie verzerrte sich – wie eine Seifenblase – zu einem ovalen Objekt. Das wurde fotografiert.

5. Zylinder, Zigarren, Stäbe

5.25 Ort: Kaiserslautern
Datum: 7.08. 1968 **Zeit:** 11.30 Uhr
Dauer: 80 Minuten
Anzahl: 1
Form: dicke Zigarre ohne Spitzen
Farbe: dunkel-grau mit silberweißem Halo
Größe: ca. 15 m lang
Entfernung: rf. 100 m, Höhe: etwa 100 m
Zeugen 3 (davon 2 inzwischen verstorben)
Besonderheiten: Das Objekt sank langsam aus großer Höhe bis auf etwa 100 m herab und brummte. Das Ding *"blinkte und blitze* [...] *mit Farben, die ich noch nie vorher gesehen hatte"*, sagt die damals 7-jährige Zeugin. Alle 3 Zeugen konnten sich nicht mehr bewegen. Außer dem Brummen war kein Straßenlärm oder Vogelgezwitscher zu hören. Alles wirkte wie erstarrt. Als das Objekt mit einem Pfeifen langsam nach oben flog, konnten sich die Zeugen wieder bewegen. Ein Junge holte rasch seine Kamera und machte 5-6 Aufnahmen. Angeblich hätten die Eltern die Bilder an die NASA geschickt, aber keine Antwort erhalten.

5.26 Ort: Melsungen
Datum: Sommer 1990 **Zeit:** nachmittags
Dauer: ca. 5 Sekunden
Anzahl: 1
Form: *„senkrechter Balken"*
Farbe: dunkel
Größe: 1/10 bis 1/20 des Vollmondes
Zeugen: 2
Besonderheiten: Der Balken flog langsam von links nach rechts über die bereits sichtbare Mondscheibe hinweg.



5.27 Ort: CH-Pany, Pättigau, Graubünden
Datum: 1988 oder 1989 **Zeit:** abends
Dauer: 1 Sekunde
Anzahl: 1
Form: Zigarre
Farbe: schwarz-grau
Größe: 5000 m!
Entfernung: rd. 10 km
Höhe: über dem Bergrücken
Zeugen: 2
Besonderheiten: Sehr kurze Erscheinung!



5.28 Ort: Hiddenhausen
Datum: 27. Juli 2008 **Zeit:** 23.35 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Anzahl: 1
Form: vertikaler Zylinder
Größe: 10 m Lange, 5 m Durchmesser
Höhe: ca. 150 m
Farbe: rot
Geräusch: leises Summen
Geschwindigkeit: 60 - 80 km/h
Zeugen: 3
Besonderheiten: Das Objekt änderte seine Höhe abrupt,um einige Meter und flog dann auf demselben Kurs weiter.

5.29 Ort: Burgberg bei Sonthofen
Datum: 23.03.2009 **Zeit:** 2 Uhr nachts
Dauer: 3 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Stange
Farbe: weiß-golden (gelblich)
Größe: 1m x 4 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Ein *„Lichtstab"* steht etwas geneigt bewegungslos am Himmel und verschwindet plötzlich.



5.30 Ort: 84405 Schwindegg
Datum: Nov. 2009 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl: 1
Form: *„Bus ohne Räder"*
Farbe: dunkel
Größe: *„wie ein Bus"*
Entfernung: rd. 100 m
Höhe: < 50 m
Geschwindigkeit: stationär
Zeugen: 1
Besonderheiten: Hinter den drei erleuchteten großen Fenstern des rechteckigen Objekts waren Gestalten zu sehen, die den Zeugen anstarrten. Vom Rand des Objekts lief Dampf nach unten, wie wenn sich die Luft vor Kälte verflüssigt hätte. Das Objekt wurde auf der Stelle unsichtbar, tauchte nach einigen Sekunden wieder an derselben Stelle auf und verschwand erneut. Das wiederholte sich 8 bis 10 mal. Dann flog das Objekt schnell fort. Der Zeuge wurde vor Verwirrung hysterisch, schrie vor Angst in der Wohnung und erschreckte seine Kinder.

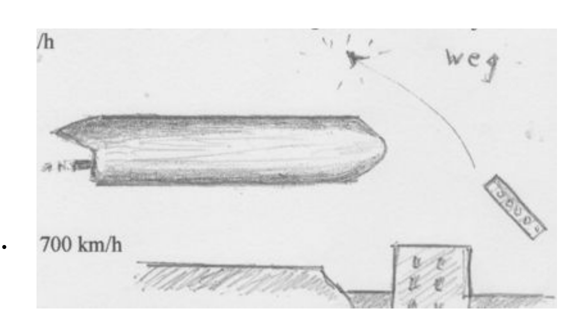


5.31 Ort: 65451 Klesterbach
Datum: 19. Juli 2010 **Zeit:** 10.45 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Anzahl: 1
Forn: Zeppelin
Farbe: silbrig glänzend
Größe: 10 - 12 m
Höhe: 2500 - 3000 m
Zeugen: 1



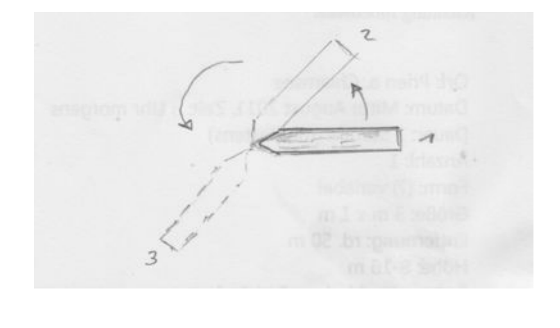
Besonderheiten: Das Objekt flog zunächst ungewöhnlich langsam und beschleunigte dann *"rasant"*. Das Bundesaufsichtsamt für Flugsicherung, das von NARCAP-Germany angeschrieben wurde, teilte mit, dass man für diesen Ort und für diese Zeit keinerlei Meldungen eines unbekannten Objekts bekommen hätte.

5.32 Ort: Bochum
Datum: 31.08.2010 Zeit: 9.50 Uhr
Dauer: einige Minuten
Anzahl: 2
Form: 1) zylinderförmig, 2) rechteckig
Größe: 1) 150 m, 2) scheinbarer Monddurchm.
Geschwindigkeit: 1) ca. 300 km/h
2) ca. 700 km/h
Farbe: grau-metallisch
Höhe: ca. 2000 m
Zeugen: 1



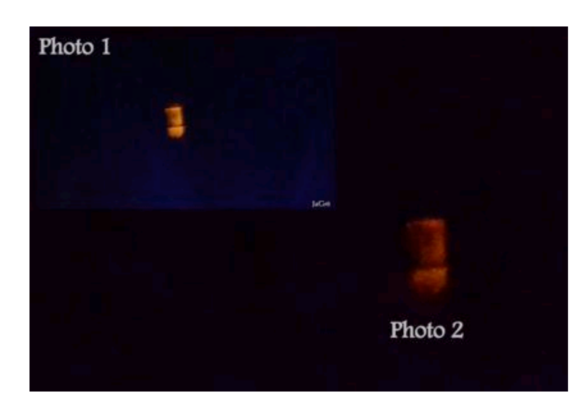
Besonderheiten: Das große Objekt steigt auf und verharrt bewegungslos. Ein 2. Objekt fliegt rasch dicht an dem großen vorbei und wird plötzlich unsichtbar.

5.33 Ort: Mainz
Datum: 7.09.2011 **Zeit:** 7.36 Uhr
Dauer: ca. 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: *„kurzer Bleistift"*
Farben: silbern, transparent
Größe: 2,5 cm bei ausgestrecktem Arm
Entfernung: > 1000 m
Höhe: > 1000 m; Zeugen: 1



Besonderheiten: Das Objekt rotierte um den Punkt seiner Spitze.

5.34 Ort: Steingadener Land
Datum: 14.04.2012 **Zeit:** ca. 20.30 Uhr
Dauer: einige Minuten
Anzahl: 1
Form: dicke Säule
Größe: 5 - 10 m



Entfernung: zwischen 200 und 300 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: dunkelrot
Zeugen: 1

5.35 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 19.06.2012 **Zeit:** 18.30 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: zwischen *"Zeppelin und Würstchen"*
Größe: 10 - 12 cm auf Armeslänge
Entfernung: zwischen 200 und 300 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: metallisch
Besonderheiten: Das lautlose Objekt stand unbeweglich auf der Stelle am Himmel, dann *"blinkte es kurz auf und sauste dann ab."*

5.36 Ort: 09434 Krumhermersdorf bei Chemnitz
Datum: 7.07.2012 **Zeit:** 22.15 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Anzahl: 1
Form: Gurkenform
Farben: rot-glühend
Größe: *„wie Flugzeug"*
Entfernung: ca. 2000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt hält mehrmals an und flieg dann weiter. Es schrumpft zu einem Punkt.

5.37 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 5.06.2013 **Zeit:** a) 14.38 Uhr b) 14.47 Uhr c) 14.52 Uhr
Dauer: a) 2 Minuten b) 1-2 Minuten c) 1 Minute
Anzahl: jeweils ein Objekt
Formen: a) 2 durch Steg verbundene Spindeln, b) Kugel, c) Halbkugel
Größen: a) ca. 10 m, b) 5-10 m, c) > 10 m
Entfernungen: jeweils 1000 - 2000 m
Zeugen: 2
Besonderheiten: a) Das Objekt flog so schnell von einer Position zur anderen als hätte es sich ohne Zeitverzug dorthin versetzt. 2 Fotos zeigen das Objekt von der Seite.
b) Die orange Kugel *„erschien wie aus dem Nichts, als würde jemand eine Glühbirne einschalten"*.
c) Das Objekt vibrierte, änderte die Farbe, blieb ein paar Sekunden stehen und war dann weg.





5.38 Ort: 97469 Gochsheim
Datum: 3.07.2014 **Zeit:** 17 Uhr
Dauer: ca. 2 Stunden
Anzahl: 1
Form: *„Walze"*
Größe: 2 – 3 m
Entfernung: > 1000 m
Höhe: 1500 – 2000 m
Farbe: grau mit 2 gelben breiten Streifen
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die Walze bewege sich mit 2 – 3 Umdrehungen pro Sekunde um die Querachse in Flugrichtung.

6. Scheiben mit und ohne Kuppeln

6.101 Ort: Mainz (zw. Ingelheimer Aue und Gonsenheim)
Datum: Anf. Okt. 1953 **Zeit:** 22.15 Uhr
Dauer: einige Minuten
Zahl: einige tanzende *"Sterne"*, von denen sich eines näherte
Form: dicke Scheibe
Größe: rd. 10 m Durchmesser
Entfernung: 6 m über dem Zeugen
Farbe: Unterseite parasolfarbig, Oberseite gelblich-weiß
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die Scheibe hatte einen dunklen runden Mittelpunkt und blieb genau über dem Zeugen stehen. *"Ein silbernes Licht umgibt mich, und ich fühle, wie ich nach oben schwebe. Eine Frau mit Hund auf der Straße unter mir, den Mund zum Schrei geöffnet, habe ich noch vor meinen Augen, dann bin ich in einem leeren Raum mit trüb gelb leuchtenden durchsichtigen Wänden. Optisch wirken diese, als würde man durch sie schwach bewegendes Wasser blicken. Hinter den Wänden bewegten sich dunkle Schatten. Das ist die letzte Erinnerung* [...] *Als die Wahrnehmung wieder einsetzte, war ich zu Hause.* [...] *Könnte eventuell eine Hypnosesitzung Klarheit bringen?"*

6.102 Ort: Taufkirchen bei Erding
Datum: August 1962 **Zeit:** gegen 16 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 3
Form: Teller mit Kuppel
Farbe: metallisch glänzend
Größe: ca. 25 m Durchmesser
Höhe: rd. 100 m
Entfernung: rd. 100 m
Zeugen: 6 (es liegt uns eine eidesstattliche Aussage von Alfred Wunderlich zu diesem Fall aus dem Jahr 2012 vor)
Besonderheiten: Die Flugscheiben wiesen deutlich erkennbare Balkenkreuze als Hoheitsabzeichen auf (wie im Deutschen Reich bis 1945 üblich; keine Bundeswehr-Zeichen!) Die Kreuze befanden sich an den Kanzeln zwischen den runden Fenstern.

Kommentar: Da in anderen Ländern schon UFOs mit amerikanischen Hoheitszeichen und mit einem Bild der Micky-Maus gesehen wurden, spräche einiges dafür, dass diese Objekte aus der Zukunft kommen, und dass die Zeichen interne Kennungen und nicht zur Erkennung der Herkunftsnation angebracht sind, sofern man der Beobachtung des Zeugen überhaupt trauen kann. Wenn die Insassen in den Objekten in Taufkirchen Menschen auf die deutsche Herkunft hätten hinweisen wollen, dann hätten sie sich den Zeugen auffälliger bzw. länger präsentieren müssen. (Unser Informant vermutet, dass es sich um deutsche Flugscheiben aus Südamerika gehandelt hätte). Entweder täuschte sich der Zeuge oder er wurde getäuscht.

6.103 Ort: Kassel
Datum: Beginn der Sommerferien 1966
Zeit: zwischen 22 und 24 Uhr
Dauer: 30 –60 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe
Größe: 1/5 Vollmond
Zeugen: 4



Besonderheiten: Der Zeuge wurde durch ein lautes Zischgeräusch draußen auf das Objekt aufmerksam. Das Geräusch *„wurde immer lauter, so dass ich glaubte, eine Lokomotive würde direkt vor unserem Haus auf der Straße stehen.“* Der Zeuge schätzt den Lärm auf 100dBA. Das Rauschen wurde als *„weiß“* empfunden. *„Dies und auch der hohe Schallpegel lassen mich wegen der Ausbreitungsbedingungen von Hörschall in Luft eine kleine Entfernung zum Objekt vermuten. Die Entfernung hätte nur groß sein können, wenn die Schallquelle ein ‚blaues' Spektrum mit riesigem Pegel erzeugt hätte.“* Die anderen 3 Zeugen wollen mit dem „Vorfall“ nichts mehr zu tun haben.

6.104 Ort: zwischen Okriftel und Sindlingen am Main
Datum: Sommer 1974 **Zeit:** zwischen 2 und 4 Uhr früh
Dauer: ca. 45 Minuten
Anzahl: 3 Lichter, eines kommt runter
Form: Teller mit flachem Kegel auf der Oberseite
Größe: mindestens 50 m Durchmesser
Höhe: ca. 10 m
Farbe: metallisch glänzend
Zeugen: 4
Besonderheiten: Um die Peripherie lief eine transparente Röhre, *"in der rote, blaue und gelbe Blitze zuckten.* [...] *Am Außenrand unten vor der merkwürdigen durchsichtigen Röhre* [*befanden sich*] *rundherum kleine helle Lichter."* Aus einer Öffnung in der Mitte der Unterseite kam ein breiter roter Strahl, der die ganze Gegend in rotes Licht tauchte. Zunächst sahen Mutter und Sohn Henry (13) nur drei Lichter, die am Himmel Zick-Zack-Kurven flogen. Die Mutter sagte im Scherz: *"Kommt doch mal runter!"* Dann gingen beide zum nächsten Dorf, um ein Taxi zu bestellen.

Plötzlich wurde alles um sie herum rot beleuchtet, und sie sahen etwa 10 m über sich einen riesigen Teller lautlos schweben. Henry hatte den Eindruck, ganz langsam in dem roten Strahl nach oben zu schweben. Da ergriff ihn seine Mutter und schrie laut: *"Henry komm! Die wollen uns holen."* Henry hatte sich vor Angst *"in die Hosen gepinkelt".* Sie liefen ins Dorf. Das Objekt blieb zurück. Im Dorf hielten sie einen Wagen mit 2 Hippies an. Dann fuhren alle zu der Stelle zurück, wo das UFO schwebte. Es schwebte noch immer dort etwa 2 m über einem Feld.

Die Zeugen stiegen aus. Henry *"hatte den Eindruck, dass andere Gedanken, die nicht von mir sind, in meinem Kopf waren. Ganz merkwürdig und sehr schwer zu beschreiben, das Gefühl".*

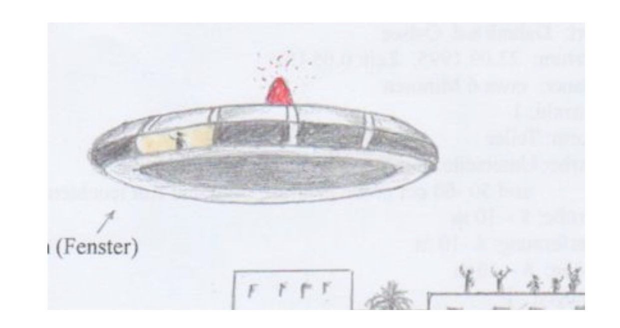
Das UFO setzte sich langsam in Bewegung. *"Die Blitze in der Röhre außenrum wurden heftiger und mehr. Und plötzlich schoss es mit einer unfassbar schnellen Geschwindigkeit in den Nachthimmel, wo sich auch die anderen zwei wieder dazu gesellten. Sie flogen (so kam es mir vor) zum Abschied noch ein paar irrwitzige Flugmanöver (um die Ecke fliegen, von einem Punkt zum anderen ohne scheinbaren Weg dazwischen zurückgelegt zu haben)."* Und dann war die Dreierformation weg. Leider war der Zeuge Henry nicht bereit, MUFON-CES eine Skizze des Objekts anzufertigen.

6.105 Ort: Düsseldorf
Datum: Sommer 1979 **Zeit:** ca. 21 Uhr
Dauer: rd. 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: Scheibe mit 5-6 leuchtenden Kreisflächen
Größe: rd. 10 m
Entfernung: 150 m



Farben: gelb-orange-rot variierend
Zeugen: 3
__Besonderheiten:__ Das Objekt flog langsam über das Haus. Der Hauptzeuge beobachtete es durch ein Fernglas. Plötzlich *„schoss"* es nahezu aus dem Stand in einer steil nach oben gerichteten Flugparabel davon.

6.106 Ort: Teheran, Iran
Datum: 1987 **Zeit:** gegen Abend
Dauer: > 40 Minuten
Form: 2 Teller aufeinander gelegt
Größe: ca. 20 m
Entfernung: < 100 m
Höhe: rd. 50 m
Farbe: weiß mit schwarzem Mittelstreifen (Fenster)
Zeugen: hunderte



__Besonderheiten:__ Das Objekt stand bewegungslos am wolkenlosen Himmel. Auf der rechten Seite neben dem Objekt befand sich ein kleiner leuchtender Turm, der abwechselnd in allen Farben leuchtete. Die Kinder liefen auf die Hausdächer, um dem Objekt näher zu kommen, und winkten. Da wurde eines der dunklen Fenster hell (auf einem Viertel des sichtbaren Bandes) und eine sehr dünne menschliche Gestalt winkte zurück. Im gesamten Stadtteil war der Strom ausgefallen, auch Telefonieren war nicht möglich. Nach etwa 30 Minuten kamen Polizei und Feuerwehr mit Sirenen und Hubschrauber, was ein großes Spektakel bereitete. Der 14jährige Hauptzeuge wurde ins Haus gerufen. Als er aus dem Fenster sah, war das Objekt verschwunden.

6.107 Ort: Pobeda im Distrikt Tselinny Altai Krai (Zentral-Süd-Sibirien)
Datum: Herbst 1988 **Zeit:** zwischen 21 und 22.00 Uhr
Dauer: ca. 15 Minuten
Anzahl: 1
Form: Untertasse
Größe: ca. 10 m
Entfernung: < 100 m
Farbe: *„wie die einer Glühbirne"*
Unterseite: schwarz
Zeugen: 1
__Besonderheiten:__ Die Zeugin bekam es mit der Angst zu tun, als ihr das Objekt langsam folgte. In ihrem Inneren keimte die Befürchtung auf, dass dieses Objekt Insassen habe, die es eventuell auf sie abgesehen haben könnten. Als sie sich ihrem Haus näherte, war das Objekt wieder verschwunden.

6.108 Ort: Strausberg/Münchenberg (Land Brandenburg)
Datum: zwischen 11. und 17.09.1994 **Zeit**: abends
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe mit flacher Kuppel
Farbe: metallisch, umlaufende farbige Lichter am Rand
Größe: ca. 10 m
Entfernung: ca. 50 m
Höhe: tiefer als 50 m
Zeugen: 3Kinder (11 Jahre alt)
Besonderheiten: Das Objekt flog sehr langsam über die Hausdächer hinweg und schien weiter entfernt auf dem Feld zu landen. Die Kinder liefen fort. Als sie den Landeplatz einige Tage später aufsuchten, war dort das Gras versengt gewesen.



6.109 Ort: Glattbeck
Datum: Herbst 1994 oder 1995 **Zeit:** abends
Dauer: ca. 20 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe mit Kuppel
Größe: *„wie ein Haus mit 120 qm Grundfläche"*
Entfernung: ca. 100 m
Farbe: kupferfarbig
Höhe: 50 m
Zeugen: mehrere 100 Menschen
Besonderheiten: Die Zeugin aus Dorsten war durch die Sichtung *„total geschockt und das Gehirn spielte verrückt"*. Sie war abends zu Hause in einem *„Zustand der totalen Ermattung"*. Die Zeitungen brachten einen Bericht über ihre Sichtungen.



6.110 Ort: zwischen Lychen und Kuhz bei Singen
Datum: Weihnachten 1995 **Zeit:** zwischen 22 und 23 Uhr
Anzahl: 12 Scheiben bilden ein Rechteck mit kurzem Querbalken (dickes Kreuz)
Größe: 20-25 m lang, 6-7 m breit
Entfernung: rd. 100 m, Höhe: 4-5 m über den Brummen
Farbe: leuchtende Scheiben außen orange, innen gelb
Zeugen: 1
Besonderheiten: Der Zeuge fährt in seinem Wagen ohne Anzuhalten langsam weiter und hat mächtig Angst.

6.111 Ort: Dahme a. d. Ostsee
Datum: 23.09.1995 **Zeit:** 0.05 Uhr
Dauer: etwa 6 Minuten
Anzahl: 1
Form: Teller



Größe: 8 – 10 m
Entfernung: 8 – 10 m
Höhe: 8 – 10 m
Farbe: Unterseite: rote sternförmig verlaufende Streifen
und 50 – 60 cm große in Grün, Gelb, Rot leuchtende Strahler
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin beobachtete das Objekt regungslos *„mit leerem Kopf"* und ging dann ins Haus. *„Als ich oben ankam, war die Begegnung komplett im Gedächtnis gelöscht. Ich erzählte nichts.* [...] *Erst am nächsten Morgen fiel mir alles wieder ein. Ich berichtete meinem Mann."*
Kommentar: Eine Entführung mit posthypnotischer Gedächtnis-Sperre ist nicht auszuschließen.

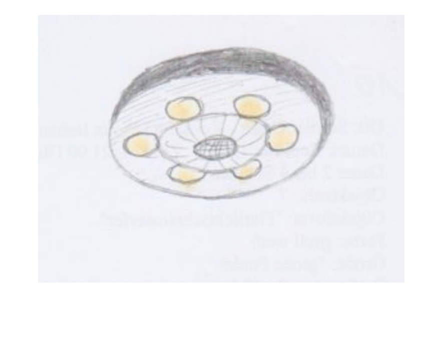
6.112 Ort: Perchtoldsdorf bei Wien
Datum: März 1997 **Zeit:** nachmittags
Dauer: Minuten
Anzahl: 2
Form: Scheiben mit Kuppeln
Entfernung: < 100 m
Höhe: 20 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugen sieht zwei Scheiben über den Bäumen. Sie will ihren Mann darauf aufmerksam machen, der einige Schritte weiter voraus gegangen ist. *„Im gleichen Augenblick habe ich Angst bekommen, also echte Angst.* [...] *Keinen Schritt näher, sonst seid ihr tot!"*, meinte sie zu hören. Die Zeugin wagt es nicht, die Scheiben zu fotografieren. Sie bleibt wie versteinert stehen. Einige Leute gehen vorbei ohne nach oben zu sehen.

6.113 Ort: 36269 Philippsthal
Datum: Herbst 1997 **Zeit:** 23.30 Uhr

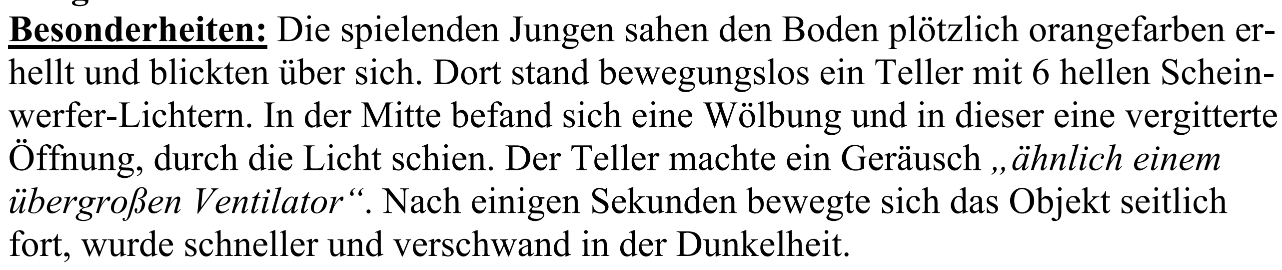


Dauer: ca. 1 Minute
Anzahl: 1
Form: tablettenförmige Scheibe mit Lichtern
Größe: 25-30 m
Entfernung: 50 m
Höhe: 50 m
Farbe: schwarz mit warmen gelben Lichtern, *„hell wie Autoscheinwerfer"*
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Der Zeuge rannte mit seinem Hund *„vor Angst"* nach Hause und musste sich übergeben.

6.114 Ort: 59969 Hallenberg, NRW



Datum: Okt./Nov. 2000 **Zeit:** zwischen 18 und 19 Uhr
Dauer: 1 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farbe: schwarz mit hellen Lichtern
Größe: ca. 6 m Durchmesser
Höhe: ca. 20 m
Zeugen: 2



Besonderheiten: Die spielenden Jungen sahen den Boden plötzlich orangefarben erhellt und blickten über sich. Dort stand bewegungslos ein Teller mit 6 hellen Scheinwerfer-Lichtern. In der Mitte befand sich eine Wölbung und in dieser eine vergitterte Öffnung, durch die Licht schien. Der Teller machte ein Geräusch *„ähnlich einem übergroßen Ventilator"*. Nach einigen Sekunden bewegte sich das Objekt seitlich fort, wurde schneller und verschwand in der Dunkelheit.



6.115 MUFON-Fall Nr. 67.869
Ort: Ramstein Air Force Base
Datum: Februar 2005 **Zeit:** nach Mitternacht,
Dauer: mehrere Stunden
Anzahl: ein großes Objekt und *„dutzende"* kleinere
Form: große Scheibe und viele kleine *„Canoes"*
Zeugen: viele

Besonderheiten: Militärangehörige sahen nachts eine Wolke oder ein Dreieck aus runden Lichtern unterhalb der Wolken. Die Formation blieb mehrere Stunden sichtbar. Die Frau eines der Armeeangehörigen wacht gegen 6 Uhr früh auf und erinnert sich spontan an das soeben Vorgefallene: Sie sitzt in einem fliegenden *„Canoe"*, neben ihr ein fremder Mann und ein kleiner Alien. Sie sieht unter sich die Lichter der AFB und neben sich viele andere Flugkörper, in denen jeweils zwei Menschen und ein Alien sitzen. Alle fliegen auf einen riesigen Teller zu, an dessen Rand sich viele Lichter befinden. Sie hat keine Angst und fühlt sich wohl. Die Erinnerung erstreckte sich nur auf etwa 10 Sekunden. Dann wachte sie wieder in ihrem Bett auf. Die Zeugin meint, dass die Aliens sie entführt hätten, um mit dem Mann ein Kind zu zeugen. (Ob sie danach schwanger wurde, schreibt sie nicht.) Einen oder zwei Monate nach dem Vorfall soll in den „Ramstein AFB News-paper" ein Bericht über die UFO-Sichtung erschienen sein. Die Aussagen konnten nicht weiter untersucht werden.



6.116 Ort: Bischofswerda
Datum: 1.05.2005 **Zeit:** gegen 16.30 Uhr
Dauer: ca. 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: flache Scheibe
Größe: Mondgröße
Farbe: silbern glänzend
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt flog zunächst recht schnell, wurde dann langsamer und blieb in großer Entfernung als heller Stern rd. 10 Minutenlang sichtbar. Dann verschwand es plötzlich *„als hätte jemand das Licht ausgemacht“*.

6.117 Ort: 89438 Holzheim, Kreis Dillingen
Datum: 27. Juli **2008** **Zeit:** 22.08 Uhr



Dauer: 1 Minute
Anzahl: 1
Form: Scheibe
Farbe: gelb-orange
Größe: Vollmond-Größe
Entfernung: 20 km
Höhe:
Zeugen: 2
Besonderheiten: Das Objekt kommt aus den Wolken, die es erleuchtet, und fliegt fort, dabei dreht es dem Zeugen die Seite zu und wird als Stab gesehen.

6.118 Ort: Hannover
Datum: 1.09.2008 **Zeit:** 20.10 Uhr
Dauer: 1 Minute
Anzahl: 2
Form: a) Banane b) Scheibe
Farbe: a) blau-weiß zu gelb-rot, b) orange
Höhe: 20 -30°
Zeugen: 2
Besonderheiten: Als das erste Objekt (a) langsam weg geflogen war, kam aus der gleichen Richtung (SSW) ein zweites Objekt (b), das im Fernglas wie eine *„klassische fliegende Untertasse aussah“*. Die Ehefrau nahm Fotos von Objekt (b) auf.

6.119 Ort: Koblenz "Deutsches Eck"
Datum: Sommer 2009 **Zeit:** zwischen 21 und 22 Uhr



Dauer: zwischen 3 und 5 Minuten
Anzahl: 1
Form: erst als funkensprühende Flamme sichtbar,
dann Diskus
Größe: ca. 6 m

Farbe: feurig, danach dunkelgrau
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die Zeugen bemerkten zunächst das Flackern eines Feuers über den Dächern jenseits des Flusses. Dann setzte sich die Flamme in Bewegung über den Fluss, wobei sie große Funken verlor. Die Bewegung war wie ein *"Zucken"*, pulsierend und mit kleinen Bewegungen nach rechts und links. *"Über der Flussmitte war die Flamme plötzlich weg, wie wenn jemand abrupt das Licht ausgeschaltet hätte."* Daraufhin erkannten die Zeugen an dieser Stelle die Umrisse eines grau-schwarzen scheibenförmigen Objekts mit flacher Kuppel. Der Diskus flog sehr langsam in die Wolken über den Bergen und kam außer Sicht.

6.120 Ort: 8 km von Radolfzell entfernt
Datum: 18.01.2012 **Zeit:** zwischen 20.30 und 21.15
Dauer: einige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe mit flacher Kuppel und 4 Solid
Farben: grau mit weiß-gelben Strahlen
Größe: zwischen 25 und 30 m
Entfernung: rd. 50 m
Höhe: rd. 50 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt schoss auf den Zeugen zu und blieb kurz vor dessen Wagen stehen. Im Winkel von 45° waren jeweils nach oben und nach unten zu beiden Seiten 20 m lange Lichtstrahlen gerichtet. Als der Zeuge unter dem über der Straße schwebenden Objekt durch fahren wollte, löschte dieses aus *„wie von einem Dimmer herunter geregelt"* und verschwand. Der Zeuge ruft um 21.15 Uhr bei Illobrand von Ludwiger an und berichtet. Am folgenden Tag gegen 5.15 Uhr steht Herr G. auf und stellt an seiner Brust hinten links neben seinem Arm in Höhe der Brustwarze eine wallnussgroße Prellung mit Bluterguss fest, in der sich 5 parallele 3 cm lange Kratzer oder Schnitte befinden. Seine Frau entdeckt an ihrem Rücken mehrere sich kreuzende Kratzer.

Dasselbe oder ein Objekt des gleichen Typs hatte Herr G. bereits 2004 gesehen und 1973 in der Nähe von Köln, als er Abends auf freiem Feld spazieren ging. Er war damals als Wachmann beschäftigt und trug eine Waffe. Nach der Sichtung war der Zeuge benommen und wunderte sich, dass sein Revolver verkehrt herum im Halfter hing.

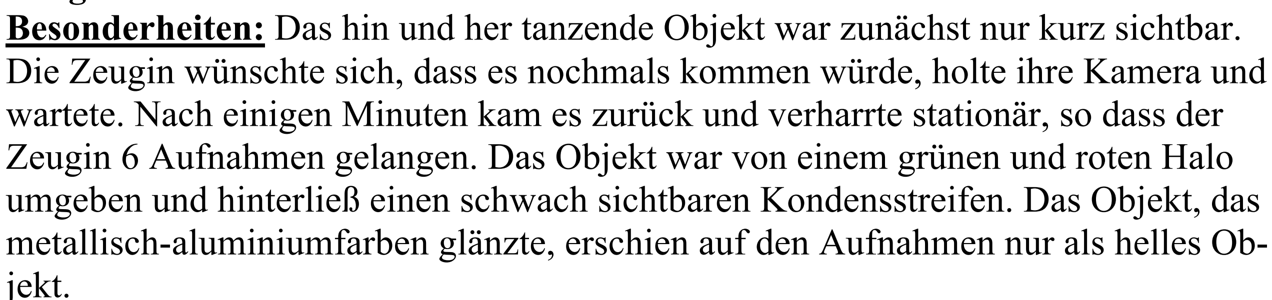
6.121 Ort: Knittelfeld
Datum: 19.03.2012 **Zeit:** 18.45 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Objektzahl: 4
Objektform: flache Scheiben
Farben: metallisch



Größe: ca. 10 m
Entfernung: > 2000 m
Höhe: rd. 20°
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die 4 Objekte konnten fotografiert werden.

6.122 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 24.04.2012 **Zeit:** 18.35 Uhr
Dauer: ca. 5 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: silbern glänzend
Größe: ca. 10 m
Entfernung: > 2000 m
Höhe: 30°
Zeugen: 1



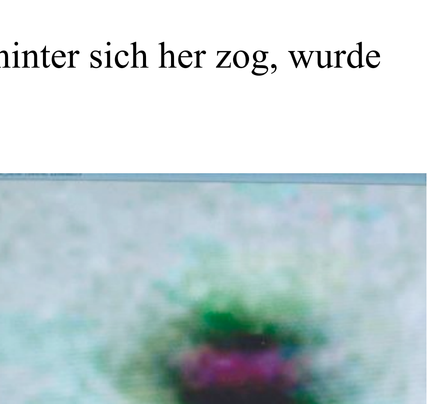


Besonderheiten: Das hin und her tanzende Objekt war zunächst nur kurz sichtbar. Die Zeugin wünschte sich, dass es nochmals kommen würde, holte ihre Kamera und wartete. Nach einigen Minuten kam es zurück und verharrte stationär, so dass der Zeugin 6 Aufnahmen gelangen. Das Objekt war von einem grünen und roten Halo umgeben und hinterließ einen schwach sichtbaren Kondensstreifen. Das Objekt, das metallisch-aluminiumfarben glänzte, erschien auf den Aufnahmen nur als helles Objekt.



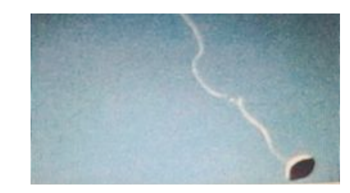
6.123 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 4.05.2012 **Zeit:** 22.09 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Teller
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: grünlich
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt, das einen kurzen Schweif hinter sich her zog, wurde fotografiert.

6.124 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 29.05.2012 **Zeit:** 16.30 Uhr
Dauer: Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: dunkel mit rotem Ring



Größe: ca. 6 m
Entfernung: > 2 km
Höhe: 15°
Zeugen: 1 (Illobrand von Ludwiger stand daneben, blickte jedoch in die andere Richtung)
Besonderheiten: IvL beabsichtigte, ein UFO gezeigt zu bekommen und es zu fotografieren. Die Zeugin G. hatte sich darauf eingestellt. IvL: *„Seit etwa 2 Stunden beobachteten wir beide den Himmel. Dann vermutete die Zeugin G. einen Vogel vor ihrer Kamera mit automatischem Teleobjektiv zu haben. Als sie bemerkte, dass es kein Vogel war, konnte sie rasch hintereinander 4 Fotos machen, bevor das Objekt in einer Kurve wieder aus dem Blickfeld verschwand."* IvL konnte das Objekt auf Zuruf nicht mehr sehen und es erst am Computer auf den Aufnahmen erkennen.

6.125 Ort: 20 km nördlich von Würzburg
Datum: 11.06.2012 **Zeit:** nachmittags
Anzahl: 1
Form: Teller
Farbe: dunkel



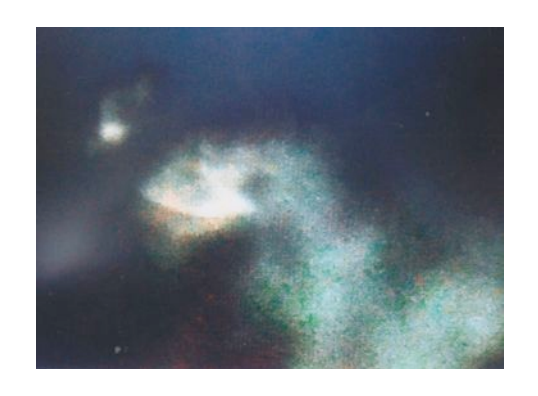
Besonderheiten: Der Zeuge machte Aufnahmen von einem Mäusebussard. Das Objekt, das er mit fotografierte, war so klein, dass er es nicht gesehen hatte. Erst als er sich die Aufnahmen anschaute, entdeckte er ein ovales Objekt, das eine weiße Kondensstreifen-Spur nach sich zog.

6.126 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 12.06.2012 **Zeit:** 2.50 Uhr
Dauer: etwa 30 Minuten
Anzahl: 3
Form: größtes Objekt: erst Kugel, dann Scheibe
Die beiden anderen Objekte: ovale Licht-Wolken
Größe: großes Objekt: 10-15 m
Entfernung: ca. 200 m
Farbe: weiß-gelblich
Höhe: < 50 m
Zeugen: 1



Besonderheiten: Die Zeugin machte rd. 90 Fotos, die bis auf wenige Ausnahmen hell leuchtende Wolken zeigen. Eine helle, weiß strahlende Kugel kommt durch die Wolken bis auf etwa 50 m herab und verharrt bewegungslos. Unter dem Objekt bildet sich eine hellblau leuchtende Wolke.

Nach einigen Minuten kommen 2 kleinere hellleuchtende Objekte aus den Wolken und *„tänzeln um das Lichtobjekt"*. Dieses Licht geht aus, und die beiden kleineren Objekte verschmelzen zu einem Objekt, das zur Scheibe wird. Dann ist es plötzlich weg und nur die leuchtende Wolke ist noch vorhanden. Danach wird alles wieder völlig dunkel. Plötzlich erscheinen wieder zwei leuchtende Wolken, die *„eine Weile tänzeln"* und dann nach oben weg fliegen.





6.127 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 19.07.2012 **Zeit:** ca. 23 Uhr
Dauer: mehrere Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Diskus
Farben: goldfarben
Größe: halbe Vollmondgröße
Entfernung: ca. 1000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Der Diskus wurde fotografiert.

6.128 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 26.07.2012 **Zeit:** 14.30 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: „Hamburger"
Farben: dunkel mit rotem Band
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: > 1000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt wurde fotografiert. Es gleich dem vom 29.05.2012 gesehenen.

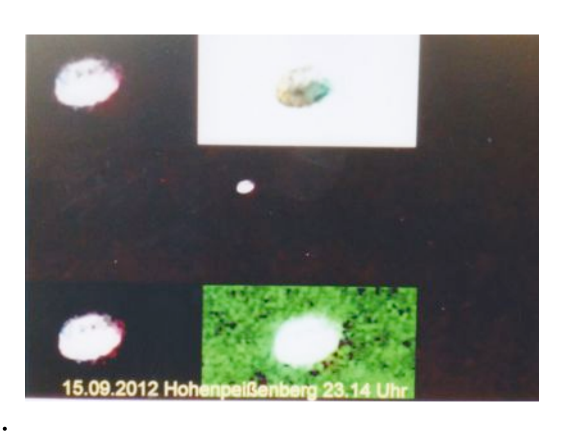


6.129 Ort: 91785 Ramsbert OT Pleinfeld
Datum: 12.08.2012 **Zeit:** 13.35 Uhr
Dauer: 8 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe
Größe: ca. 40 cm
Entfernung: rd. 90 m
Farbe: grau-weiß
Höhe: 13 cm
Zeuge: ein MUFON-CES-Mitglied



<u>Besonderheiten:</u> Die Scheibe stand senkrecht auf ihrer Kante und schien nicht metallisch zu sein.

6.130 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.09.2012 **Zeit:** 23 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: weiß leuchtend
Größe: Vollmondgröße
Entfernung: > 1000 m
Zeugen: 1



<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt wurde fotografiert.



6.131 Ort: Freiburg i.Br.
Datum: 12.10.2012 **Zeit:** 20.26 Uhr
Dauer: 20 bis 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Scheibe
Größe: ½ Monddurchmesser
Entfernung: ca. 1000 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 2



<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt hatte mehrere kleine Lichter am Rand und flog im Zick-Zack-Kurs.

6.132 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 14.10.2013 **Zeit**: ca. 23 Uhr
Dauer: mehrere Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: *„Ed-Walters-Objekt“*
Farben: grau, leuchtende Unterseite
Größe: Vollmondgröße
Entfernung: > 1000 m



Höhe: 20°
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt ähnelt dem von Ed Walters erstmals 1987 in Gulf Breeze, Florida, fotografierten und nach vielen Tests (Dr. B. Maccabee, Jeff Sanio) als echt anerkannten Objekt.

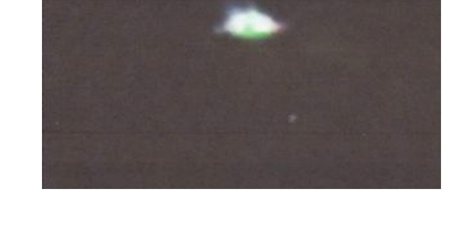
6.133 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.02.2013 **Zeit:** gegen Mitternacht
Dauer: ca. 1 Minute
Anzahl: 1
Form: Teller mit Kuppel
Größe: ca. 10 m
Entfernung: < 1000 m
Farbe: gelblich
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt senkte sich langsam auf etwa 50 m Höhe herab. An der Kuppel waren 3 Fenster zu erkennen. Es wurde versucht, das Objekt zu fotografieren. Wegen der großen Entfernung sind die Umrisse nur undeutlich zu erkennen.

6.134 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 5.06.2013 **Zeit:** 15.32 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Teller
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 300 – 400 m
Höhe: etwa 100 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 1



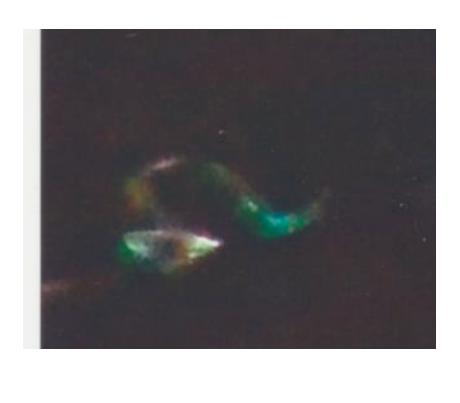
Besonderheiten: Der Teller flog erst horizontal. Dann stellte er sich senkrecht auf seinen Rand und verharrte so mehrere Minuten. Die Zeugin machte Fotos.

6.135 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 30.07.2013 **Zeit:** 23.15 Uhr
Dauer: wenige Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Zeugen: 2



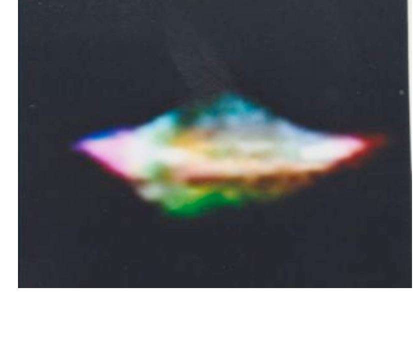
Besonderheiten: Die stationäre Scheibe war von weitem zu sehen. Dann *„raste sie an uns vorbei und war weg“*.

6.136 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 26.08.2013 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: Scheibe mit Kuppel
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: grünlich
Zeugen: 1



Besonderheiten: Die Scheibe mit ihrer Kuppel nach unten und einem kurzen Schweif konnte fotografiert werden.

6.137 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 9.12.2013 **Zeit:** früher Abend
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 2
Form: Kugeln dann Scheiben
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Zeugen: 2



Besonderheiten: Der Sohn der Zeugin, der im Haus eine Etage tiefer wohnt, ruft diese an, um sie auf ein UFO aufmerksam zu machen. Sie geht ans Fenster, sieht aber nur einen sehr hellen Stern. *„Doch das war kein Stern. Das Ding raste mit einer affenartigen Geschwindigkeit auf mich zu bzw. in meine Richtung. Es wurde immer größer und dann teilte es sich in 2 Kugeln. Ich drehte mich um und raste mit einer ähnlichen Affengeschwindigkeit zu meiner Kameratasche. Leider erwischte ich nur noch ein Objekt im Flug. Aber das war so Klasse. Das hat mich wirklich begeistert."*

6.138 Ort: Bremen
Datum: 6.01.2014 **Zeit:** 6.52 Uhr
Dauer: mehrere Stunden
Anzahl: 1
Form: kreiselförmiges Objekt
Größe: 5 – 10 m
Zeugen: Dutzende Polizeibeamte, Fluglotsen, Piloten, Passagiere und Bremer Bürger.

Besonderheiten: Das unbekannte Objekt behinderte den Flugverkehr auf dem Bremer Airport. Ein Objekt wurde mehrmals auf Radar und mit Fernglas beobachtet. Da das Objekt immer mal wieder fortflog und zurückkehrte, wurden anfliegenden Flugzeugen Holdings und Routenänderungen befohlen. Kurz vor 21 Uhr wollte die Boeing 737 der Lufthansa, Flug LH 2116, mit 76 Passagieren an Bord in Bremen landen. Doch die Maschine erhielt keine Landeerlaubnis. Nach 2 fehlgeschlagenen Landever-

suchen kreiste die Maschine fast eine Stunde lang über dem Bremer Umland. Dann flog der Pilot den Flughafen Hannover an. Piloten und Passagiere hatten beim Anflug auf Bremen ein hell leuchtendes kreiselförmiges Objekt bewegungslos in der Luft schweben und die Farbe wechseln sehen. Die Blockade des Flughafens hatte rd. 4 Stunden gedauert. Kriminalpolizei und Staatsanwaltschaft in Bremen verhörten 50 Zeugen und kamen zu dem zweifelhaften Schluss, dass es sich um ein Modellflugzeug (Multikopter) gehandelt haben müsse. Die Arbeitsgruppe NARCAP der MUFON-CES hat sich vergeblich bemüht, Akteneinsicht in die Untersuchungen zu bekommen.

6.139 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 12.01.2014   **Zeit:** 18.37 Uhr
Form: Scheibe
Größe: 2 - 3 m
Entfernung: 30 – 50 m
<u>**Besonderheiten:**</u> Eine automatische Überwachungskamera hinter dem Fenster löste das Foto aus. Der Lichtschein rechts oben ist eine Reflexion des Blitzlichts am Fenster.

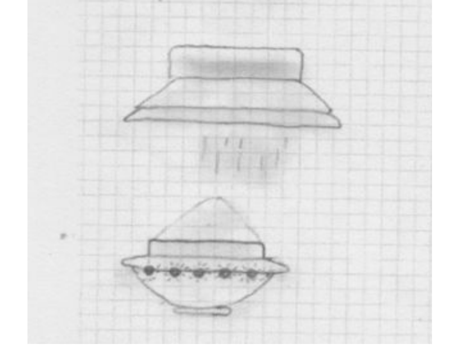


6.140 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 13.05.2014   **Zeit:** 15.15 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 1
Form: *„Kinderkreisel"*
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Farbe: hellbraun
Zeugen: 3
<u>**Besonderheiten:**</u> Das Objekt flog langsam auf die Zeugen zu. Die Hauptzeugin machte 2 Fotos.





6.141 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 25.05.2014   **Zeit:** nachts
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: mehrere Objekte
Form: verschiedene scheibenartige Objekte
Größe: 5 - 10 m
Entfernung: 100 – 200 m
Höhe: etwa 50 m
Zeugen: 1
<u>**Besonderheiten:**</u> Die Zeugin machte mehrere Fotos, die alle sehr stark verwackelt waren.





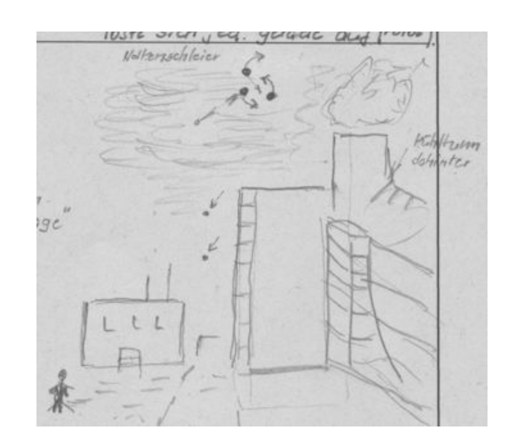
6.142 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 10.10.2015 **Zeit:** nach Mitternacht
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Teller mit flacher Kuppel
Farbe: grün
Größe: 10 -20 m
Entfernung: 1-2 km
Besonderheiten: Das Objekt konnte fotografiert werden.





6.143 Ort: Parsberg
Datum: 23.12.2015 **Zeit:** gegen 1.00 Uhr
Dauer: ungewiss
Anzahl: 1
Form: Teller mit großer runder Kuppel
Größe: 2 -3 m Durchmesser
Entfernung: 5 m
Höhe: am Boden
Geräusch: wie das Brummen von Stromleitungen
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt landet im Garten vor dem Fenster der Zeugin. Diese ist Mutter von 5 Kindern und erwartet im 8. Monat ein weiteres Kind. Sie wird wach und bemerkt, wie ein *„kleines rundes Gebilde in meinem Garten vor meinem Fenster zwischen den neugepflanzten Bäumen landete. Es war kaum (mit Lichtringen) beleuchtet.* [...] *Es ging eine Luke auf. Und jetzt kommt, was mir Angst macht: Ich hatte ganz deutlich das Gefühl, es kommt etwas zu mir herein (durch das gekippte Fenster oder durch die Wand). Ich fiel in einen Kurzschlaf... "* Die Zeugin erinnert sich nicht, was weiter geschah. Tagelang hat sie Angstträume und leidet unter Schlaflosigkeit. (Eine Untersuchung der Landestelle war wegen der nahenden Niederkunft der Zeugin nicht erwünscht.)

6.144 Ort: Berlin
Datum: 8.01.2016, **Zeit:** 8.11 Uhr
Dauer: 2 – 3 Minuten
Anzahl: 2
Form: scheibenförmig
Entfernung: 1000 – 2000 m
Farbe: gelb-orange
Zeuge: 1
Besonderheiten: Die Scheiben kreisten um einen gedachten Mittelpunkt und flogen aus den Wolken heraus und in sie hinein und wurden schließlich vollständig von Wolkenschleiern verdeckt.



7. Dreiecke, Vierecke, Fünfecke, Bumerangs

7.51 Ort: Hützel, Niedersachsen
Datum: Sommer, 1970er Jahre **Zeit:** gegen 15 Uhr
Dauer: 2 Sekunden
Anzahl: 3
Form: Dreieck
Größe: ¼ Vollmondgröße
Farbe: silbern
Zeugen: mehrere Kinder
<u>Besonderheiten:</u> Die drei Dreiecke flogen nebeneinander im gleichen Abstand in einer Reihe, in der Sonne glänzend, über die spielenden Kinder hinweg.

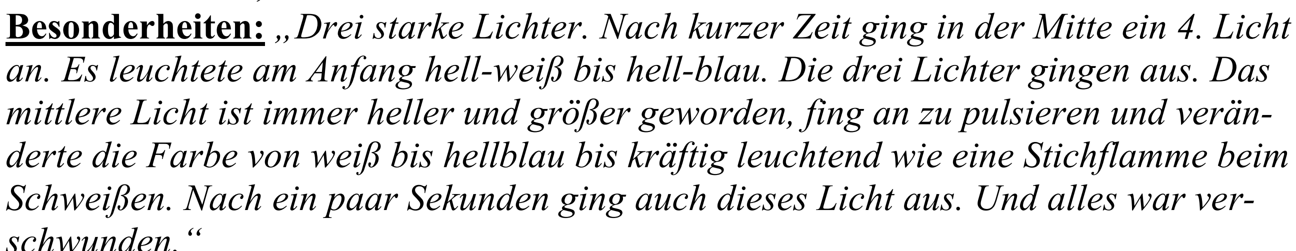


7.52 Ort: Bremen
Datum: 31.01.1980 **Zeit:**21.55 Uhr
Dauer: Minuten
Anzahl: 1
Form: rechteckige Platte
Größe: das Objekt bedeckte 3 Grundstücke mit einer Größe von 800 m²
Farbe: dunkel mit grell weiß pulsierenden Lichtern Und einem größeren blauen Licht in der Mitte.
Zeugen: etwa 50
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt flog lautlos in einem *„leichten Zickzack-Kurs“*. Es schien teilweise zu verharren. Einigen Zeugen *„war sehr unheimlich zu mute“*.

7.53 Ort: Düsseldorf
Datum: 12.01.1987 **Zeit:** abends
Dauer: etwa 1 Minute
Anzahl: 1
Form: Dreieck mit 3 weißen Lichtern in den Ecken
Größe: etwa 10 m
Entfernung: 100 - 150 m
Farbe: dunkel mit farb. Lichtern am hinteren Rand
Zeugen: 3
Besonderheiten: keine berichtet

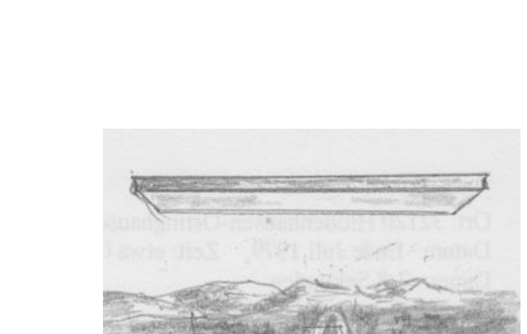


7.54 Ort: Freiburg i. Br.
Datum: November 1990 **Zeit:** zwischen
17 und 17.30 Uhr
Dauer: wenige Minuten
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Zeugen: 1
Farben: dunkles Objekt, darauf 3 bläuliche
Lichter, in der Mitte ein rotes Licht
Besonderheiten: *„Drei starke Lichter. Nach kurzer Zeit ging in der Mitte ein 4. Licht an. Es leuchtete am Anfang hell-weiß bis hell-blau. Die drei Lichter gingen aus. Das mittlere Licht ist immer heller und größer geworden, fing an zu pulsieren und veränderte die Farbe von weiß bis hellblau bis kräftig leuchtend wie eine Stichflamme beim Schweißen. Nach ein paar Sekunden ging auch dieses Licht aus. Und alles war verschwunden."*

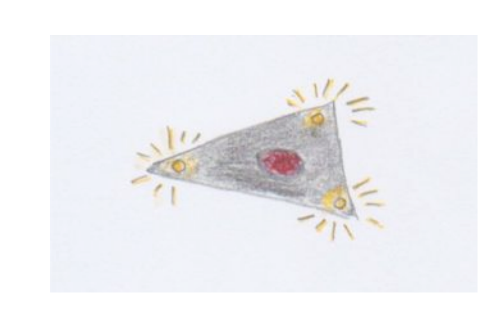




7.55 Ort: Autobahn A30 vor Melle
Datum: Ende August 1992 **Zeit:** 17.40 Uhr
Dauer: ca. 18 Minuten
Anzahl: 1
Form: rechtwinklige Platte
Größe: 350 - 400 m Kantenlänge
Höhe: rd. 600 m
Zeugen: mehrere Autofahrer
Besonderheiten: *"Es verschwand plötzlich, ohne dass es sich bewegt hätte! Wie ausgeknipst* [...]" Das Oberkommando der Luftwaffe in Köln, das der Zeuge angerufen hatte, wusste angeblich von nichts.

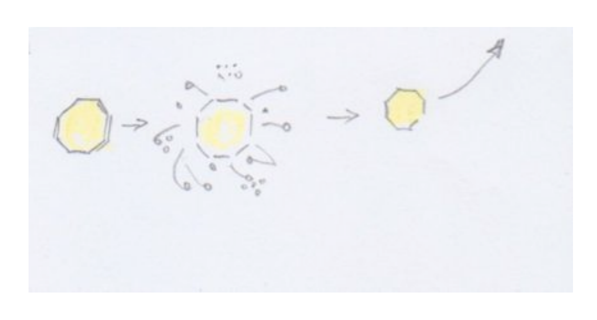


7.56 Ort: Dedenborn i. d. Eifel
Datum: 30.05.1993 **Zeit:** 23.15 Uhr
Dauer: wenige Sekunden
Anzahl: 1
Form: Dreieck



Größe: 35-50 m Seitenlänge
Entfernung: 20 m
Höhe: 20 m
Farbe: schwarz
Zeugen: 1
Besonderheiten: Der Zeuge fährt auf seinem Motorrad. Ein schwarzes Dreieck mit gelblichen Lichtern an den Ecken und einem rotierenden zentralen roten Licht fliegt dreimal sehr schnell auf ihn zu. Der Zeuge spürt dabei *„eine Art von Gravitation“*, bekommt eine Gänsehaut und einen erhöhten Puls.

7.57 Ort: Nockarreservat b. Stockholm
Datum: 1995 (?) **Zeit:** nachts
Dauer: 50 Minuten
Anzahl: 1
Form: 6-oder 8-Eck
Farbe: hell-gelblich
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 1



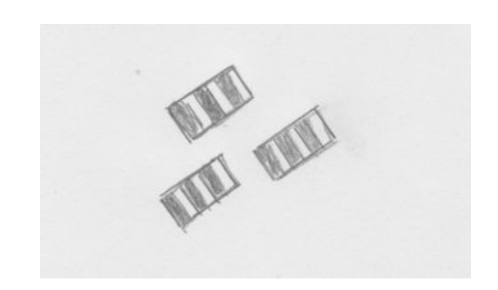
Besonderheiten: Das Objekt erscheint plötzlich. Nach etwa 5 Minuten zerplatzt die Hülle und rd. 20 kleine Objekte umkreisen das Objekt *„in verschiedenen Formationen“*. Nach einer Viertelstunde vereinigen sich alle Lichter wieder mit dem großen Objekt, das mit hoher Geschwindigkeit davon fliegt.

7.58 Ort: Wesel
Datum: 22.04.2009 **Zeit:** 21.12 Uhr
Dauer: ?
Anzahl: 1
Form: Dreieck mit Fortsatz
Farbe: grau mit 2 weißen Strahlern
Größe: ?
Zeugen: Chirurgin Dr. Ulrike v. Stoltzenberg
Besonderheiten: Keinerlei Geräusche gehört.





7.59 Ort: Locarno, Tessin
Datum: 22. Mai 2009 **Zeit:** 16.02 Uhr
Dauer: 3 Minuten
Anzahl: 3
Form: Rechtecke
Farbe: 3 schwarze und 3 graue Streifen
Größe: *„viel größer als Flugzeuge“*
Entfernung:
Höhe:



Zeugen: 1
Besonderheiten: Die 3 Objekte bleiben etwa 3 Minuten bewegungslos und sind plötzlich weg „wie ausgeknipst."

7.60 Ort: Burgberg bei Sonthofen
Datum: 23.07.2009 **Zeit:** 2 Uhr nachts
Dauer: 3 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Stange
Farbe: weiß-golden (gelblich)
Größe: 1m x 4 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Ein *„Lichtstab"* steht etwas geneigt bewegungslos am Himmel und verschwindet plötzlich.



7.61 Ort: A-Waidhofen a. d. Ybbs
Datum: 13. August 2009 **Zeit:** 22.30 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Farbe: wechselnde Farben an den Ecken: grün,
Größe:
Entfernung: 3-4 km
Höhe: 45°
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Farben wechseln an den Ecken ständig.

7.62 Ort: Schönebeck
Datum: 23. August 2009 **Zeit:** 22.12 Uhr
Dauer: 2-3 Minuten
Anzahl: 2
Form: *„leicht gekrümmte Bumerangform"*
Farbe: rot-dunkelorange
Größe: 15-20 m
Entfernung: 3-4 km
Höhe:
Zeugen: 1
Besonderheiten: Zwei Objekte fliegen in geringem Abstand in gleicher Richtung.



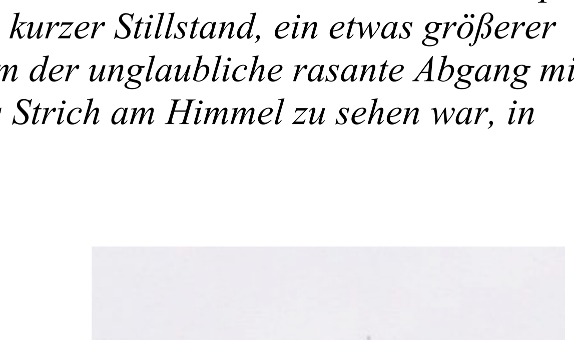
7.63 Ort: München
Datum: 1. September 2009 **Zeit:** 21.35 Uhr
Dauer: 2-3 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Dreieck-Bumerang



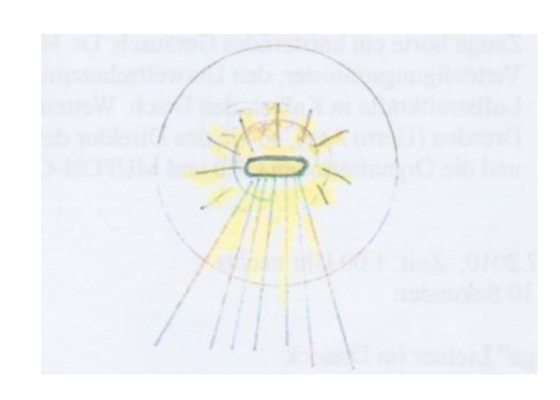
Farbe: licht-gelb
Größe: 20-30 m
Entfernung: 1-2 km
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Dreieck hat helle Lichter an der Vorderkante und bewegt sich schwankend vorwärts.

7.64 Ort: 77736 Zell am Harmersbach
Datum: 25.02.2010 **Zeit:** 3.30 Uhr
Dauer: 5-8 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Bumerang
Farbe: dunkel mit hellem Gebiet
Größe: 1,5-2 cm in Armeslänge
Zeugen: 1
Besonderheiten: *„Der Bumerang drehte sich mal nach rechts, mal nach links um die eigene Achse, so als ob er etwas suchen oder vermessen würde. Dann kamen ein paar kleinere (3-4) zackige ‚Sprünge' nach Osten, kurzer Stillstand, ein etwas größerer Sprung noch weiter nach Osten und dann kam der unglaubliche rasante Abgang mit einem hellen, weißen Strahl, der komplett als Strich am Himmel zu sehen war, in Richtung nach Westen (Frankreich).“*

7.65 Ort: Kassel
Datum: 10.07.2010 **Zeit:** 1.00 Uhr nachts
Dauer: max. 10 Sekunden
Anzahl: 3
Form: *„flächige“* Lichter im Dreieck
Farbe: „gedämpftes Glühlampenweiß“
Größe: Lichter: ¼ Vollmond
Höhe: 1-2000 m Höhe
Zeugen: 1
Besonderheiten: Alle drei Lichter gingen gleichzeitig, *„wie mit einem Dimmer bedient“*, aus.



7.66 Ort: 66359 Bous bei Saarlouis
Datum: 10.10.2010 **Zeit:** 21.50 Uhr
Dauer: 20 – 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: rechteckig, mit abgerundeten Ecken
Größe: ¼ Vollmondgröße
Entfernung: 3 – 5 km
Farbe: grell gelb
Höhe: 60°
Zeugen: 3



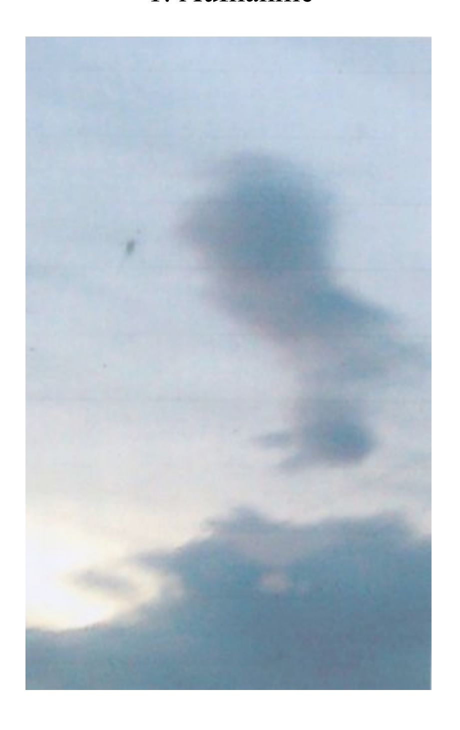
Besonderheiten: Von dem stationären Objekt gingen 7 bunte Strahlen aus (rot, gelb, grün, blau). Die Zeugen befanden sich rd. 6 km voneinander entfernt. Frau Preuß: *„Nach einigen Minuten erkennte ich, dass von dem Objekt ringförmige Wellen auf die Erde gesandt wurden in hellblau-grau am Objekt, gefolgt von magenta-rot als zweiten Kreis. Diese Wellen ergaben bei längerer Betrachtung einen Tunneleffekt. Es stellte sich so dar, dass ich durch den Tunnel und an sein Ende auf das Objekt schauen konnte, das sich vor einem schwarzen Hintergrund deutlich abzeichnete und somit sehr schon in seinen Farben zu erkennen war."* Ihren Bericht hat Frau Preuß am 11.10.2010 ins Forum „Extraterrestre" und am 12.11. ins Forum „aktuelle Energie" gestellt.

7.67 Ort: bei Obing
Datum: 1.01.2011 **Zeit:** gegen 16 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Anzahl: 1
Form: nahezu dreieckig
Farbe: dunkel
Entfernung: ca. 2000 km
Höhe: 30°
Zeugen: 1

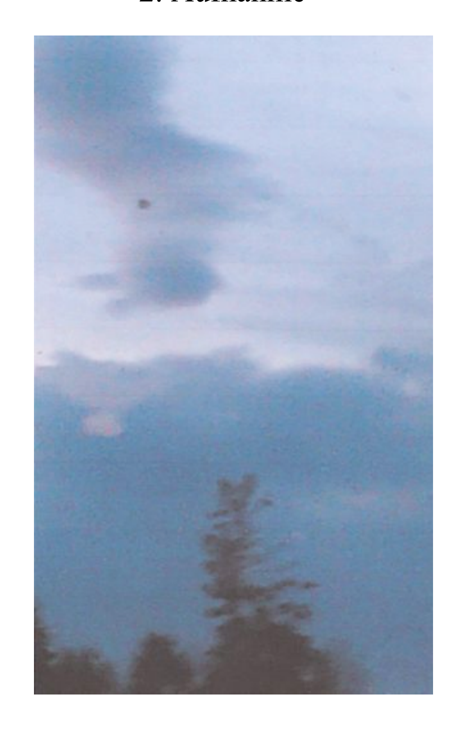


Besonderheiten: Die Zeugin stieg aus dem Wagen, um die Wolkenform zu fotografieren, welche die Gestalt eines Hasen hatte. Als sie die Wolke fotografierte, sah sie auf dem Kamera-Monitor, wie ein dunkles Objekt über die Wolke flog. Sie machte zwei Aufnahmen. Zwei Tage zuvor hatte sie sich gewünscht, ein UFO zu fotografieren und hörte eine innere Stimme, die ihr das Wort *„Hase"* sagte. Erst jetzt meinte sie zu erkennen, dass der Begriff eine Ankündigung gewesen war. (Die Zeugin hat zwischen Hohenpeißenberg und Maxlried wiederholt unidentifizierte Himmelserscheinungen filmen und fotografieren können.

1. Aufnahme



2. Aufnahme

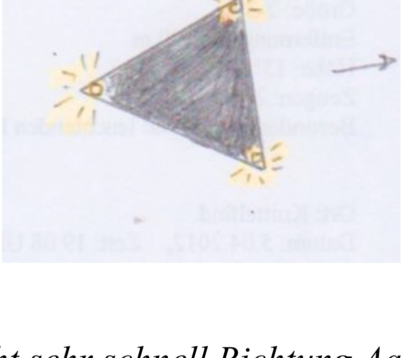


7.68 Ort: Hohenpeißenberg



Datum: 18.03.2012 **Zeit:** ca. 15 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Dreieck
Farben: dunkel
Größe: ca. 6 m
Entfernung: > 2000 m
Höhe: > 2000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt flog etwa in Wolkenhöhe.

7.69 Ort: Olten (Schweiz)

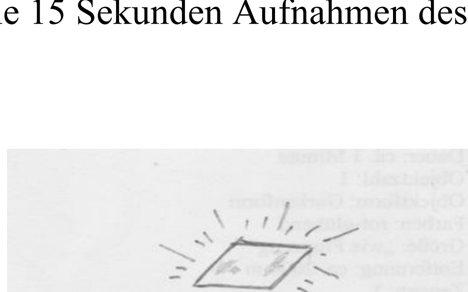


Datum: 29.04.2012 **Zeit:** zwischen 22.55 u. 21.05 Uhr
Dauer: etwa eine Minute
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Größe: ca.20 m Seitenlänge
Entfernung: ca. 500 m
Höhe: 300 – 500 m
Farbe: schwarz mit drei gelben Lichtern an den Ecken
Zeugen: 2
Besonderheiten: *„Es flog komisch schrägmäßig und nicht sehr schnell Richtung Aarau“* (ostwärts). Der Zeuge informierte die Polizei. Die Sprecherin meinte, dass es sich um eine Drohne des Militärs gehandelt haben müsse. *„Aber das Dreieck sah wirklich nicht wie eine Drohne aus.“*

7.70 Ort: Pensa (Russland)
Datum: 19.05.2012 **Zeit:** 12.20 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Fünfeck
Farbe: schwarz mit einem weißen und 2 kleineren roten Lichtern vorne.
Größe: 6 – 8 m
Entfernung: 1,5 - 2 km
Höhe: 20 – 50 m
Zeugen: 1 ehem. Luftwaffenoffizier
Besonderheiten: Der Zeuge beobachtete ein Objekt aus der 12. Etage, das schnell von Ost nach West fliegt und plötzlich stehen bleibt. Da holt er seine Kamera und filmt das Objekt einige Sekunden lang, das wegen des Zoomens mal klar und mal unscharf erscheint. Es fliegt nach unten und wird hinter Bäumen unsichtbar.

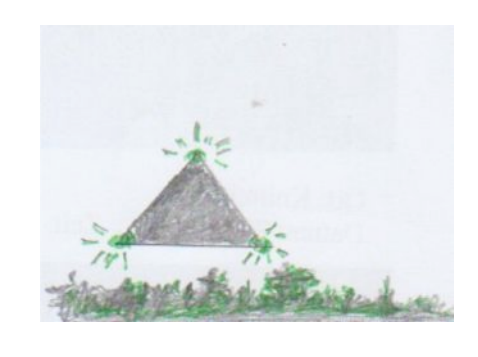
7.71 Ort: Freiburg i. Br.
Datum: 22.06.2012 **Zeit:** 23.45 Uhr
Dauer: 14 Minuten
Anzahl: 1
Form: Dreieck aus 3 Kugeln
Position: Azimut = 328,8°, Deklination = -50°
Farbe: rötlich-grünlich
Zeugen: 2
Besonderheiten: Aufnahmen mit Video zeigen, dass sich das Objekt nicht mit den Sternen bewegt hatte. Aufnahme mit 300mm-Objektiv. Das Objekt verschwand gegen 0 Uhr und tauchte am 23.06.2012 um 0.13 Uhr in der Nähe der Stelle vom Vortag wieder auf. Ab 0.28 Uhr bis 0.44 Uhr wurden alle 15 Sekunden Aufnahmen des Objekts gemacht.

7.72 Ort: München



Datum: 19.08.2012 **Zeit:** 16.50 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Quadrat
Größe: etwa 1/10 Vollmondgröße
Entfernung: 500 – 1000 m
Farbe: metallisch glänzend
Zeugen: 1 Flugzeugingenieur
Besonderheiten: Das Objekt glänzte im Sonnenlicht und flog schnell über den Himmel.

7.73 Ort: Halle



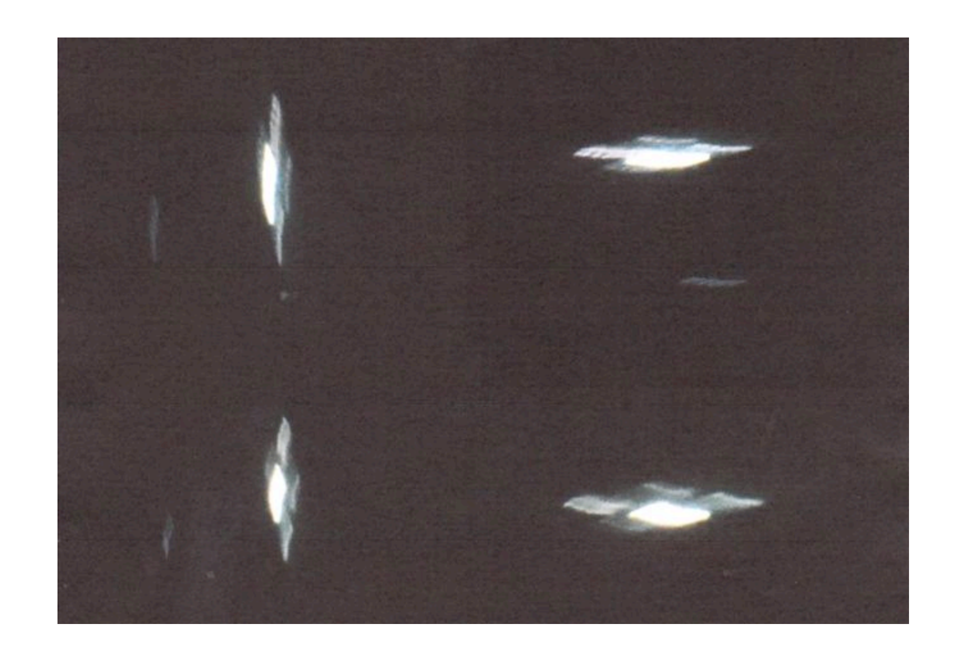
Datum: 26.08.2012 **Zeit:** 20.45 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Größe: ca. 5 m Seitenlänge
Höhe: 2 m über den Bäumen
Farbe: schwarz mit grünen Lichtern
Zeugen: 1
Besonderheiten: *„Das Dreieck schwebte kurz mit der Spitze nach oben und flog dann weg wie beim Hochziehen eines Helikopters.* [...] *Es verschwand plötzlich – wie ausgeschaltet."*

7.74 Ort: Bad Kreuznach
Datum: 24.09.2012 **Zeit:** 22.30 Uhr
Dauer: ca. 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: *„beleuchtetes Dreieck"*

Zeuge: 1
Besonderheit: „Rund um das Objekt blitzten kleine Kugeln." Das Objekt wurde mit Fernglas beobachtet.

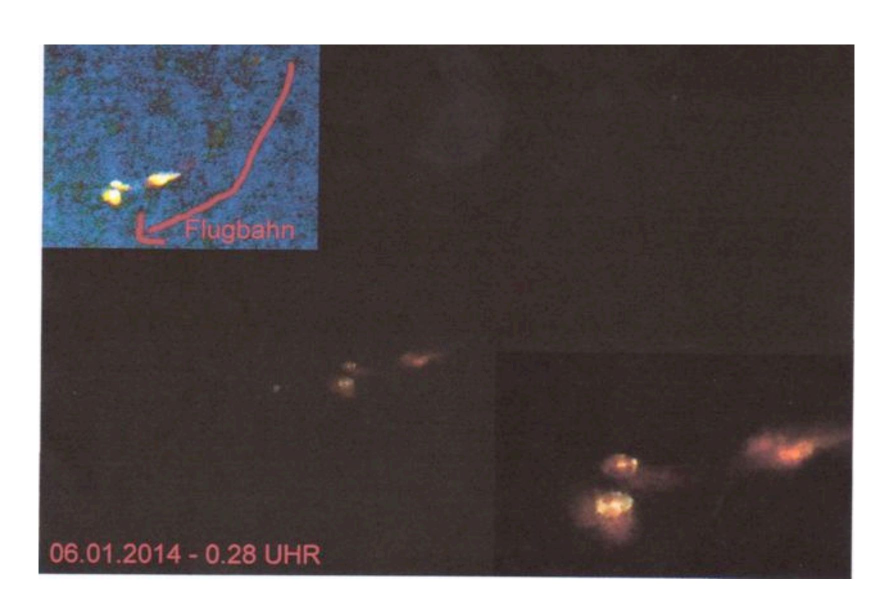
7.75 Ort: Fürstenwalde
Datum: Herbst 2012 **Zeit:** 23.30 Uhr
Dauer: 2 - 5 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Größe: 6 - 7 cm bei ausgestrecktem Arm
Entfernung: ca. 40 m
Farbe: schwarz mit leuchtendem Rand
Zeugen: 1
Besonderheiten: An den vorderen beiden Schenkeln leuchteten zahlreiche Lichter gelb-orange. Um das Objekt gab es ein flimmern wie von starker Hitze. Das Objekt wirkte auf die Zeugin bedrohlich. Die Angst klang erst nach 3 Tagen ab.

7.76 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 15.12.2013 **Zeit:** 2.02 Uhr
Dauer: ca. 4 Minuten
Anzahl: 1
Form: ein Quadrat aus 4 Quadraten
Farbe: weiß
Größe: ¼ Mondgröße
Entfernung: 500 - 1000 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt hing stationär in der Luft. Es wurde 20mal fotografiert. Die meisten der Aufnahmen sind verwackelt.



7.77 Ort: 15831 Machlow bei Berlin
Datum: Sommer 2013 **Zeit:** Abenddämmerung
Dauer: etwa 2 Minuten
Anzahl: 1
Form: Rechteck mit abgerundeten Ecken
Größe: etwa 10 m Länge
Entfernung: ca. 200 m
Bewegung: stationär
Farben: dunkel mit 4 gelben und einem zentralen roten Licht
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die Zeugin hatte bereits früher Lichterscheinungen gesehen und wurde ausgelacht, als sie darüber erzählte. Deshalb machte sie keines der Mitglieder ihrer Familie, die in der Nähe von Essen grillten, auf das Objekt aufmerksam. Sie wartete ab, bis einer von ihnen selbst das Objekt sehen würde. Doch dies verschwand zu rasch, nachdem es etwa 2 Minuten still am Himmel gestanden hatte.

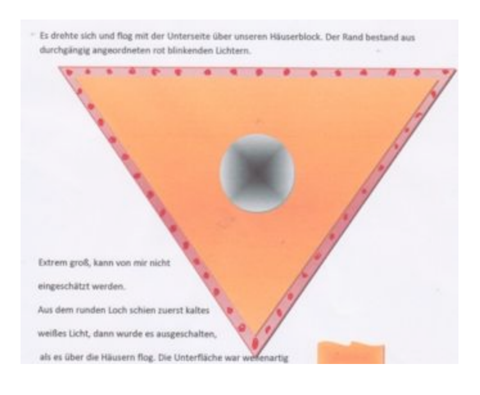
7.78 Ort: Hohenpeißenberg
Datum: 5./6.01.2014 **Zeit:** 22.35 und 0.28 Uhr
Dauer: Objekt erscheint zweimal für Sekunden
Anzahl: 1
Form: Dreieck, später nur 3 Lichter erkennbar
Farbe: a) 2 orange, 1 violettes Licht, b) 3 orange Lichter
Größe: 10 – 15 m
Entfernung: 100 – 150 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Plötzlich fallen sämtliche Fernsehkanäle aus. Das Handy hat kein Netz mehr. Die Zeugin geht ans Fenster und sieht drei im Dreieck angeordnete Lichter. Als sie ihre Kamera geholt hatte, war das Objekt verschwunden. Später kommt es noch einmal zurück. Als es von oben herabkommt und in einer Linkskurve abfliegt, gelingt der Zeugin eine Aufnahme.



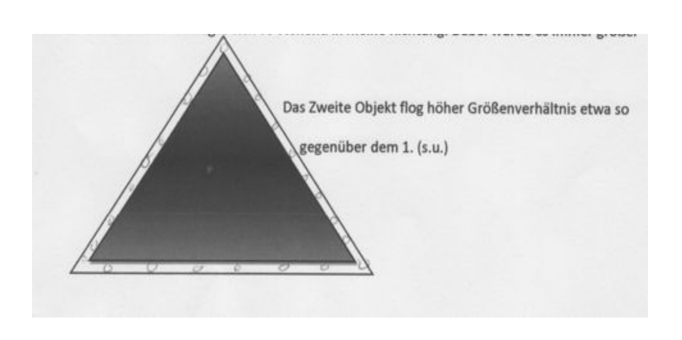


Struktur einer der drei Lichtquellen in der Vergrößerung.

7.79 Ort: Plauen
Datum: 24.09.2014 **Zeit:** 5.55 Uhr
Dauer: ca. 20 Minuten
Anzahl: 3
Form: 2 Dreiecke und ein rundes Objekt
Größe: Dreieck = „extrem groß“,
Kugel = 10 – 15 m
Farben: 1. Dreieck = orange mit roten Blinklichtern am Rand und grell weißem Licht in der Mitte
2. Dreieck = schwarz mit weißen Blinklichtern am Rand
3. Objekt = rundes weißes pulsierendes Licht
Zeugen: 2
Besonderheiten: Die Zeugin versuchte, das große Dreieck durch das Fenster zu filmen. Auf dem Video befanden sich aber nur *„mehrere weiße Punkte (springende Flöhe), die sich ganz quirlig bewegen und ein großes Etwas“.* Alle Objekte waren geräuschlos. Das große Dreieck wurde einige Minuten lang beobachtet. Es flog von NW nach SW. Als es abgeflogen war, gingen beide Zeugen aus dem Treppenhaus auf den Balkon hinaus, um zu rauchen. Nach einigen Minuten tauchte ein zweites Dreieck auf, das in gleicher Richtung wie das erste flog. Es war ganz schwarz und befand sich sehr viel höher als das erste. Am Rand des gleichschenkligen Dreiecks befanden sich helle weiß blinkende Lichter. Kurz danach kam aus Westen ein rundes leuchtendes Objekt, das sehr schnell in östliche Richtung flog.



1. Objekt

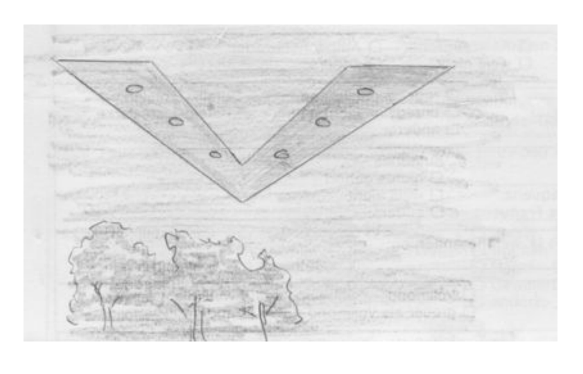


2. Objekt

7.80 Ort: Kassel
Datum: 26.06.2014 **Zeit:** mittags
Quelle: Before it‘s News, 30.07.2014
Kommentar: Das Video erhielt Scott Waring von „UFO Sightings Daily“. Er hält das Video für echt. Es ist MUFON-CES noch nicht gelungen, den Zeugen zu befragen und das Video für eine Analyse zu erhalten.

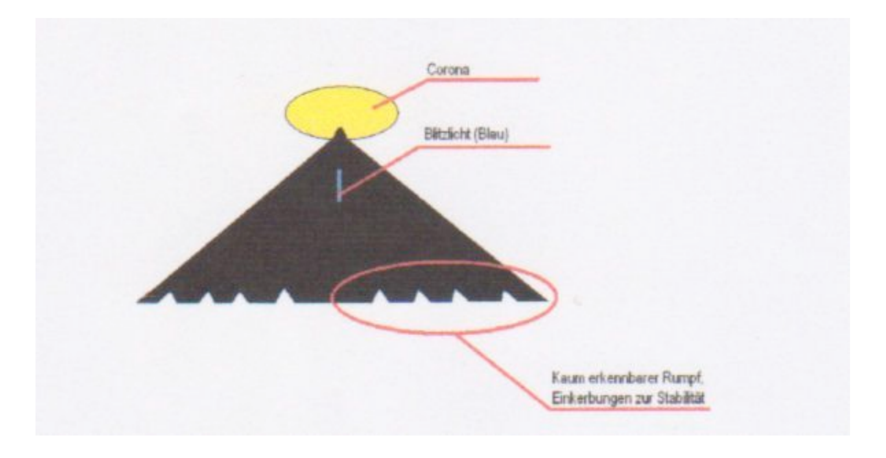


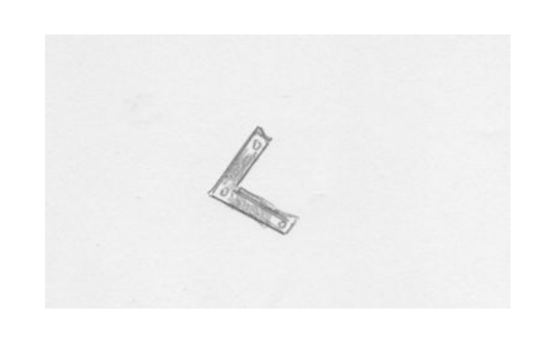
7.81 Ort: Stralsund
Datum: 9.09.2015 **Zeit:** 23 Uhr
Dauer: 20 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Delta- bzw. Winkelform
Größe: 20-30 cm bei ausgestrecktem Arm
Entfernung: ca. 200 m
Farbe: grau mit 6 runden schwach orange leuchtenden Lichtern
Zeugen: 1



Besonderheiten: Der Himmel war diesig, erhellt durch die Lichter der Stadt. Die Zeugin, die am Busbahnhof Weidendamm auf einen flüchtigen Täter wartete, blickte unvermittelt nach oben, als sie unter dem Hochnebel das langsam dahin gleitende lautlose Objekt sah, das nur wegen der schwach leuchtenden 6 Lichter gegen den dunklen Himmel auszumachen war.

7.82 Ort: a) 06456 Sandersleben, b) Leimbach, c) 06343 Biesenrode
Datum: 26.02.2016 **Zeit:** a) zw. 20.30 und 21 Uhr, b) 21.45 Uhr, c) 23.05 Uhr
Dauer: a), b) < 2Minuten, c) 3 Minuten
Anzahl: 1
Form: a) wie „Papierflieger", b) Scheinwerfer, darüber ein rotes und unten ein blaues Blinklicht, c) dunkles Dreieck mit Scheinwerfer, unten blaues Blinklicht
Größe: a) wie Flugzeug, b) dunkler Körper groß wie Flugzeug, c) Spannweite: 20 m
Höhe: a) zw. 50 und 100 m, b) wie Flugzeug im Landeanflug, c) 100 m
Entfernung: c) 100 m
Zeugen: a) 1, b + c) jeweils 1
Besonderheiten: In allen Fällen handelte es sich wahrscheinlich um dasselbe Objekt. Das Dreieck bewegte sich mit etwa 30-40 km/h und machte nur ein Geräusch wie von einem Windzug oder wie von einem *„leichten Lüfter"*. Bei der 2. Sichtung konnte der Zeuge das oben befindliche rote Blinklicht nicht sehen. Das blaue, alle 2 Sekunden aufleuchtende Licht unten war langgezogen wie ein Leuchtstoffröhre. Der Scheinwerfer war als gelbe Korona zu erkennen. Das Dreieck hat sich offensichtlich rund 2 Stunden lang in einem Gebiet mit einem Durchmesser von rd. 30 km im Wuppertal aufgehalten.

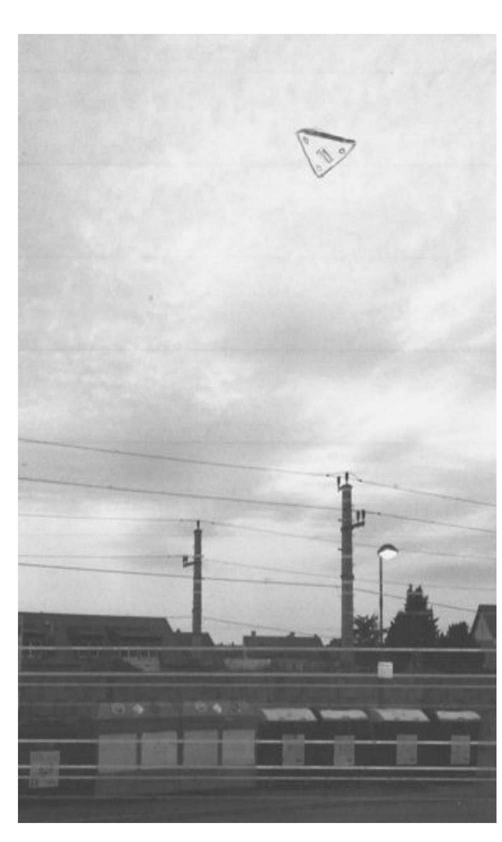




7.83 Ort: Vrsar bei Koversada, Kroatien
Datum: 27.06.2016 **Zeit:** 23.15 Uhr
Dauer: 5 –6 Sekunden
Anzahl: 1
Form: eckiger Bumerang, 2 Schenkel 90° zusammen
Größe: 15 cm breit bei ausgestreckter Hand
Höhe: 60° bis 45° über Horizont
Farbe: drei schwach leuchtende weiße Lichter an den Schenkeln
Zeugen: 2



7.84 Ort: 86459 Gessertshausen
Datum: 16.08.2016 **Zeit:** 22.15 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Anzahl: 2
Form: Dreiecke
Farbe: *„rot, grün, gelb teils blau abwechselnd leuchtend“*
Zeugen: 2
Besonderheiten: 2 *„ 'Flugzeuge' ändern ihren Kurs um 180°. Eines der Objekte begann plötzlich sehr hell aufzuleuchten.* [...] *Es wurde offensichtlich von einem Kampfflugzeug verfolgt, welches immer näher kam.“* Dann flogen beide in die Wolken. Das Objekt tauchte wieder auf und der Zeuge begann, es mit der Videokamera zu filmen (freihändig, Bild stark verwackelt, gezoomt und außerhalb des Brennpunkts – wenige Sekunden später stabil, Objekt punktförmig, stillstehend). Das Objekt soll 3 mal kurz und einmal lang geblinkt haben, was schwer zu erkennen ist. Die Dreiecksform war mit bloßem Auge nicht zu erkennen gewesen.



7.85 Ort: Wien-Schwechard
Datum 29.08.2016 **Zeit:** 5.12 und 5.36 Uhr
Dauer: beim zweiten Mal 2 -3-Minuten
Anzahl: 1
Form: Dreieck
Größe: 20 m
Höhe: 30 –40 m
Farbe: schwarz mit 3 hellen halbmondförmigen Lichtern, umgeben von einem grünlichen Halo
Besonderheiten: Die Zeugin sah zunächst im Nebel drei einzelne halbkugelförmige Lichter, als sie aus dem Haus zum Bahnhof ging. Gegen 5.36 Uhr erkannte sie, dass die Lichter an der Unterseite eines riesigen schwarzen Dreiecks hingen. In der Mitte des Dreiecks befand sich eine kasten-

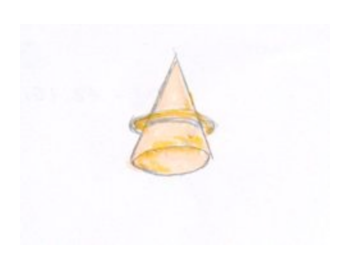
förmige Ausbuchtung. Nachdem die Zeugin beim Überqueren der Straße kurz auf den Verkehr achten musste, war das Objekt verschwunden. Am Tag zuvor mussten am Airport Wien Schwechard gegen 17 Uhr Tausende Passagiere auf ihren Abflug warten, weil es eine Störung der Computer im Euro- und Austrocontrol gab. („Heute“, Wien, 29.08.2016). Eine Korrelation zwischen der UFO-Sichtung und dieser Störung ist aber nicht nachzuweisen.

7.86 Ort: Witten:
Datum: 29.12.2016 **Zeit:** 18.30 Uhr
Dauer: 50 Minuten
Anzahl: 1
Form: Quadrat mit abgerundeten Ecken
Größe: ¼ Monddurchmesser
Entfernung: 5000 m
Höhe: 40°
Farbe: abwechselnd von Grau zu Blau und zu Grau wechselnd
Zeugen: 2
<u>Besonderheiten:</u> Die Zeugin ruft nach 45 Minuten Beobachtung bei Illobrand von Ludwiger an und schildert, was sie und ihr Mann sehen. Das Objekt bewegt sich ganz langsam in Richtung Köln. Die Zeugin versucht, Videoaufnahmen zu machen. Doch bekommt sie das Licht nicht in den Sucher.



8. Kegel, Tropfen, Keile

8.17 Ort: Wien
Datum: Oktober 1972 **Zeit:** nachmittags
Dauer: 1 Stunde (!)
Anzahl: 1
Form: Kegel mit Ring
Farbe: gelb-orange
Zeugen: 3
<u>Besonderheiten:</u> Das 12jährige Mädchen holte zunächst seine Mutter nach Widerständen (*„Du spinnst!“*), dann seine Großmutter als Zeugen. Sein Vater ist die ganze Zeit vor dem Fernseher sitzen geblieben mit dem Kommentar: *„Ihr spinnt alle!“* Das Objekt entfernte sich, kam zurück und pendelte so einige Male. Es wurde versucht, den Wiener Wetterdienst Hohe Warte anzurufen. Dieser war jedoch ständig besetzt.

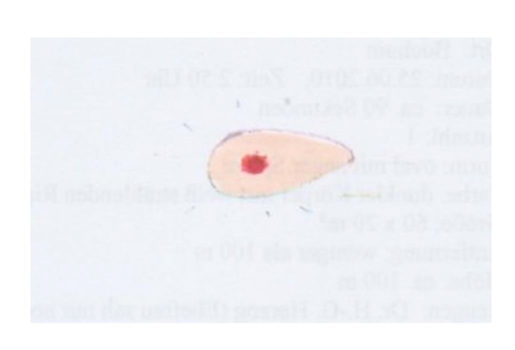


8.18 Ort: Bochum
Datum: 16.07.2010
Dauer: 1 Minute
Anzahl: 1
Form: *„gedrungen wie eine Kaulquappe“*
Größe: 12 m
Höhe: 6 -6000 m
Farbe: strahlend weiß
Zeuge: Dr. H.-G. H.



<u>Besonderheiten:</u> Beobachtung mit dem Fernglas 8 x 30. Beim spontanen Abbiegen vom Kurs wurden zwei *„senkrecht stehende unter 45° gepfeilte Flächen ausgefahren“*. Das Objekt bewegte sich mit etwa 300 km/h.

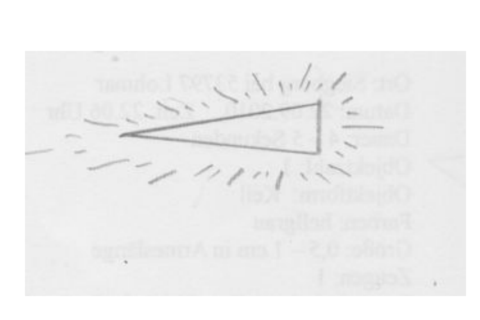
8.19 Ort: Mayen
Datum: August 2010 **Zeit:** nachts
Anzahl: 1
Form: tropfenförmig
Größe: 20 m lang, 15 m hoch
Höhe: 400 – 700 m
Farbe: orange mit rotem Punkt
Zeugen: 1



<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt nahm einen plötzlichen Richtungswechsel vor.

8.20 Ort: Siegburg bei 53797 Lohmar
Datum: 22.09.2010 **Zeit:** 22.06 Uhr
Dauer: 4 – 5 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Keil
Farben: hellgrau
Größe: 0,5 – 1 cm in Armeslänge
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt befand sich zuerst direkt über dem Zeugen und flog geräuschlos fort.

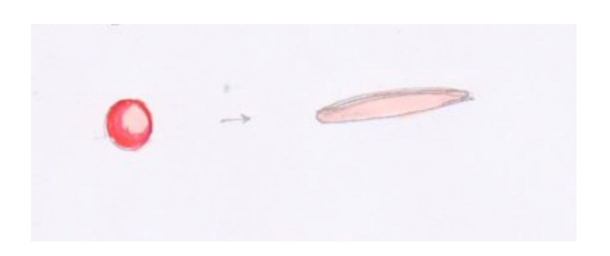
8.21 Ort: Autobahn Mühldorf-Altötting
Datum: 30.05.2011 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer: 2 – 3 Minuten
Anzahl: 1
Form: leuchtender Keil



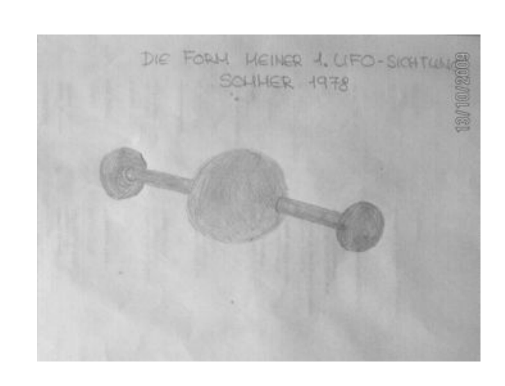
Größe: 1/20 bis 1/10 Monddurchmesser
Farbe: zunächst weiß, nach 30 Sek. Rot und wieder weiß
Zeugen: Dr.med. Kuschnier und Dr.rer.nat. Kuschnier
<u>Besonderheit:</u> Nach 30 Sekunden begann sich das Objekt im Zickzack zu bewegen. Das Navi funktionierte während der Beobachtung nicht mehr richtig.

9. Ungewöhnliche Formen und Variationen der Form

9.60 Ort: über Dayton, Ohio; Flug der LH 452 Frankfurt-London-Montreal-Mexico City
Datum: 26. Januar 1971 **Zeit:** Mitternacht
Dauer: 20 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel dann Zigarre
Farbe rot dann orange
Höhe: 39.000 ft.
Zeugen: 2 Kapitän 1 Purser, 5 Stewardessen
Quelle: Hans Beck, Kelsterbach



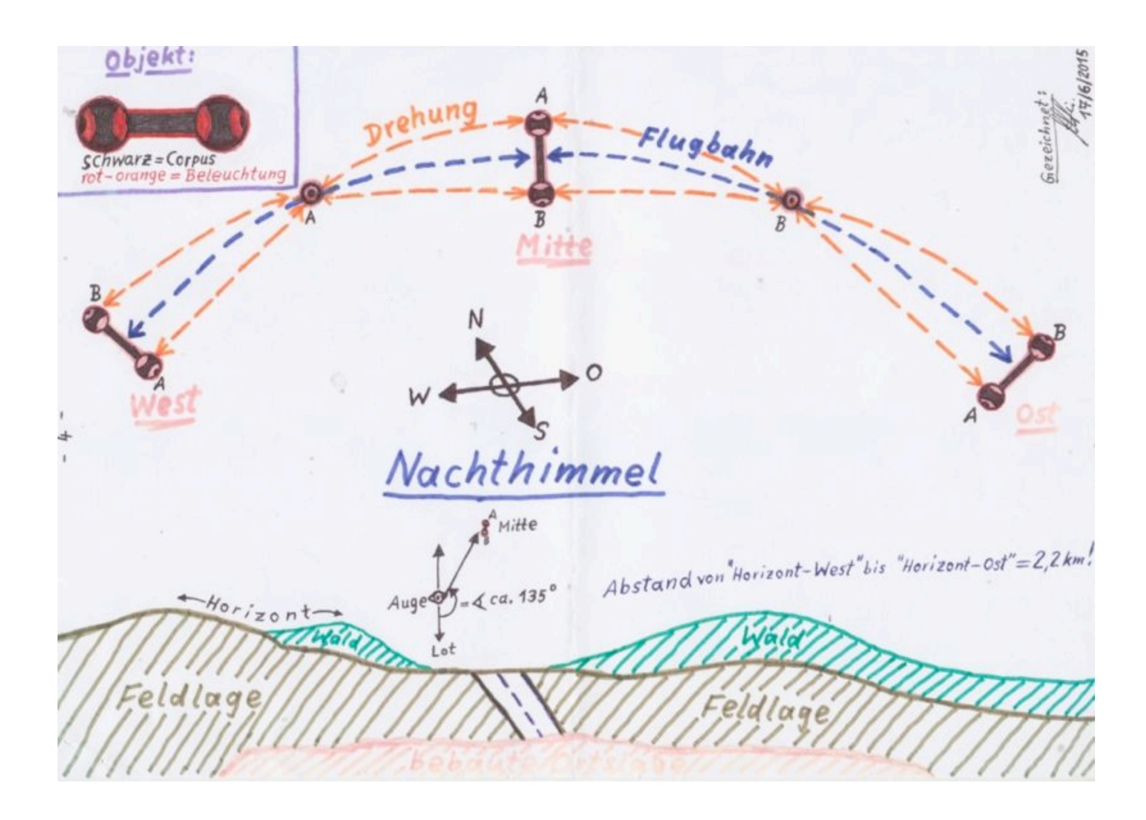
9.61 Ort: CH-Grüsch bei Graubünden
Datum: Sommer 1978 **Zeit:** nachmittags
Dauer: ca. 15 Minuten
Anzahl: 1
Form: Kugel mit 2 Seitenträgern
Entfernung: 200 – 300 m
Farbe: silbern
Höhe: 200 – 300 m
Zeugen: 1



Besonderheiten: Das Objekt stand plötzlich über dem Mopedfahrer. Der fuhr rd. 500 m weiter, verfolgt von dem Objekt. Als er anhielt, verharrte das Objekt über ihm einige Minuten lang und entfernte sich dann *„mit wahnsinniger Geschwindigkeit nach oben"*.

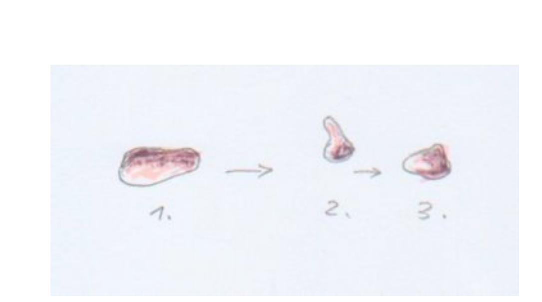


9.62 Ort: 35233 Steffenberg-Steinperf
Datum: Oktober 1978 **Zeit:** 22.00 Uhr
Dauer: 10 Minuten
Anzahl: 1
Form: Hantel
Größe: doppelte Vollmondgröße
Entfernung: rd. 1000 m
Farben: orange-rote Kugeln,
Steg = bläulich-metallisch
Zeugen: 2
Besonderheiten: Beobachtung durch das Zielfernrohr am Jagdgewehr. Die Hantel flog einen Bogen, blieb im Zenit ca. 5 Sekunden bewegungslos und flog zum tiefsten Bahnpunkt, blieb wieder etwa 5 Sekunden dort, flog zurück zum Scheitelpunkt der Bahn, wartete 5 Sekunden und flog zum anderen Tiefpunkt, wartete 5 Sekunden usw. Die Bewegung war *„schneller als eine Granate"*. Bürgermeister und Polizei wurden informiert. Die Polizei meinte, dass es sich nicht um ein UFO gehandelt haben könne, denn die seinen tellerförmig.



9.63 Ort: Wald bei Pullach, b. München
Datum: Spätsommer 1989
Zeit: gegen 5 Uhr früh
Anzahl: 2
Form: Kugel → Stern → Scheibe
Farbe: rot-golden
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Ein Feuerball erscheint einen Jäger physisch anzuziehen. Neben dem pulsierenden Objekt taucht eine kleinere Kugel auf. Die Kugel bildet 12 Zacken aus. Das Pulsieren endet. Das Objekt beginnt zu rotieren. Die Zacken verbiegen sich und aus dem Objekt wir eine goldene Scheibe. Der Zeuge deutet die Erscheinung als Zeichen Gottes und errichtet später eine Kapelle an dem Ort.

9.64 Ort: Gladbach
Datum: Juli 1997 **Zeit:** zw. 20 und 21 Uhr
Dauer: rd. 7 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Birnen-Form, veränderlich
Farbe: Bronze-Gold-glänzend
Größe: 20-30 m
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 2
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt springt von einer zur anderen Stelle und ändert dabei seine Form.



9.65 Ort: Halle/ Merseburg
Datum: Ende Okt 2001 **Zeit:** vormittags
Dauer: 20-30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: *„zerknülltes Papier“*
Farbe: weiß
Größe: 5°
Entfernung: 10-500 m
Höhe: ca. 100 m
Zeugen: 1 Dipl.-Informatiker
<u>Besonderheiten:</u> Beobachtung vom fahrenden Auto aus.



9.66 Ort: München
Datum: 13.08.2009 **Zeit:** 22.25 Uhr
Dauer: 2 – 3 Sekunden
Anzahl: 1
Form: *„transparente Luftmatratze aus diamantförmigen Kammern“*
Größe: 3- 4 m
Entfernung: ca. 500 m
Zeugen: 1
<u>Besonderheiten:</u> Das Objekt fliegt mit seiner Breitseite voran schnell wie ein Düsenjäger.



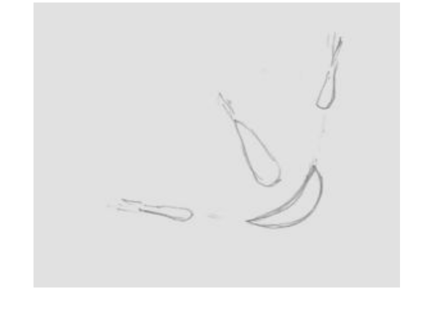
Zeichnung

9.67 Ort: CH-8135 Langenau
Datum: 5. Oktober 2009 **Zeit:** 6.10 Uhr
Dauer: 72 Minuten
Anzahl: 4
Form: Lichter mit je 2 kleineren Satelliten wechseln zu *„Spinne“* und zu *„Bumerang“*
Farbe: weiß, rot, gelb, hellblau, hellgrün
Zeugen: 2 (darunter ein promovierter Psychologe)



Besonderheiten: 4 grelle Lichter tauchen nacheinander auf und bewegen sich schaukelnd. Durchs Fernglas erkennen die Zeugen weitere Lichter neben den großen. 2 Objekte verschwinden. Plötzlich beginnen die 2 Objekte ihre Farben zu verändern. Die Polizei lacht die Zeugen aus.

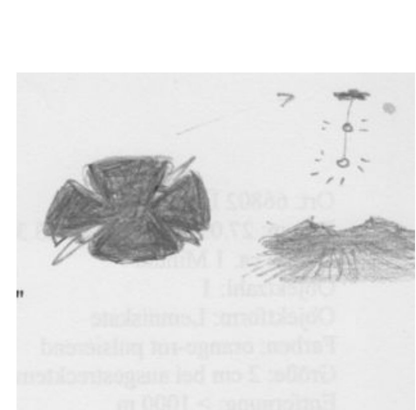
9.68 Ort: A-3240 Mank
Datum: 25.03.2011 **Zeit:** 21.34 Uhr
Dauer: ca. 10 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Bumerang
Größe: 7 – 9 cm bei ausgestreckter Hand
Farbe: transparent, dunkelbräunlich
Höhe: vom Zenit an bis zu 20°
Zeugen: 1



Besonderheiten: Das Objekt war von vorne undurchsichtig und schwarz. Je näher es kam, desto transparenter wurde es. Trotzdem verdeckte es schwach die Sterne. *„Das Licht der Sterne war gebogen, eben wie wenn ein Glaszylinder über den Sternhimmel gezogen würde.“*

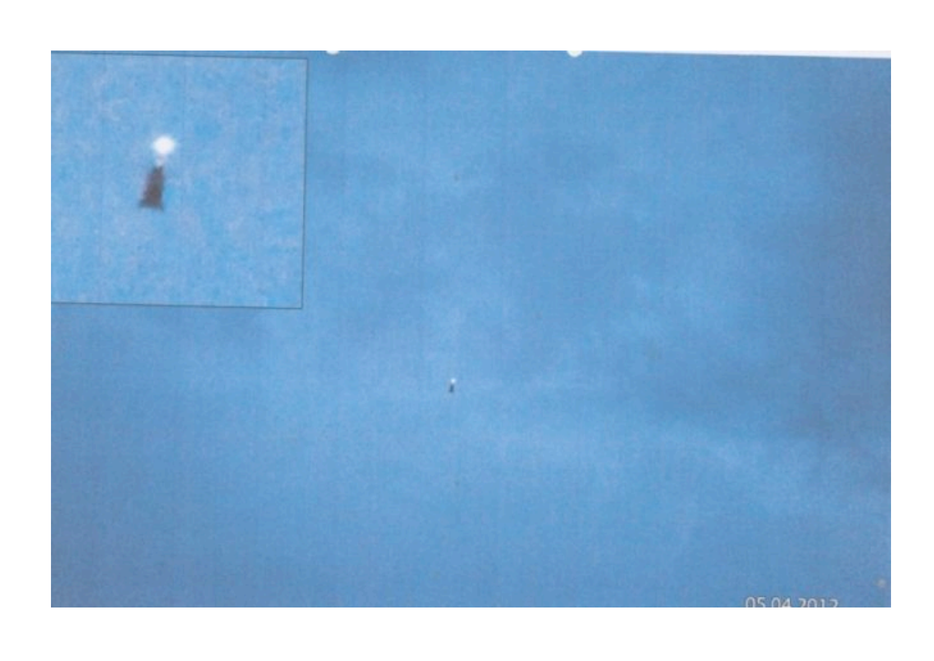
9.70 Ort: 66802 Überherrn
Datum: 27.09.2011 **Zeit:** 23.30 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Objektzahl: 1
Objektform: Lemniskate
Farben: orange-rot pulsierend
Größe: 2 cm bei ausgestrecktem Arm
Entfernung: > 1000 m
Höhe: rd. 20 m
Zeugen: 1
Besonderheiten: Das Objekt pulsierte in der Helligkeit zwischen Rot und Orange. Die Bewegung war recht langsam *„aber immer wieder unterbrochen. Als ich auf die Straße ging, war das Objekt plötzlich weg“*.

9.71 Ort: Bad Hindelang
Datum: 18.10.2011 **Zeit** 18.10 Uhr
Dauer: 45 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: *"Kleeblatt"* mit auf- und abtauchenden *"Rabenköpfen"*
Farbe; schwarz
Größe: ca. 2 x 2 m²
Höhe: 80-100 m
Entfernung: zunächst 80 - 100 m
Zeugen: Sprachtherapeutin (69)

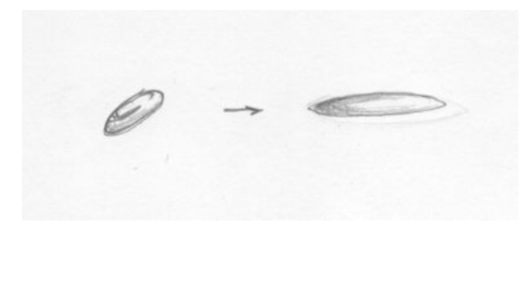


Besonderheiten: An den Einkerbungen des *"Kleeblattes"* tauchten nacheinander Spitzen wie *"Rabenköpfe"* auf und verschwanden wieder. Die *"Kleeblätter"* schienen etwas zu flattern. *"Das Objekt machte eine Art Taumelbewegung um sich selbst, wallte und wogte scheinbar auf der Stelle."* Das Objekt bewegt sich langsam schneller werdend in Richtung Berge. Plötzlich erscheint vom Objekt aus senkrecht *"eine Art Silberschnur, die aber nicht bis zur Horizontlinie reicht.* (Solid Light) *Auf halber Länge dieser Schnur erscheinen unmittelbar danach 2 sternartig leuchtende, glitzernde (Wunderkerzen-ähnliche, aber begrenzt kugelig) funkelnde Lichtkugeln - erst eine, dann die zweite über der ersten, die sich sehr rasch nach unten bewegen."* Am Schnurende lösen sie sich jeweils auf. Danach ist die *"Schnur"* verschwunden und das Objekt steigt schnell senkrecht in den Himmel.

9.72 Ort: Knittelfeld, Steiermark
Datum: 5.04.2012 **Zeit:** 19.08 Uhr
Dauer: 2 Minuten
Anzahl: 1
Form: leuchtende Kugel über Behälter
Größe: ca. 5 m Länge
Entfernung: ca. 1000 m
Höhe: rd. 15°
Farbe: Kugel weiß und rot, Behälter: schwarz
Zeugen: 2
Besonderheiten: Zunächst war eine Spur unterhalb des Mondes zu sehen, die aus einer geraden Linie mit anschließender gebogener Spur bestand. Später tauchte ein Licht auf, an dessen Unterseite ein länglicher dunkler Behälter hing. Die weiß leuchtende Kugel blitzte mehrmals rot auf. Das Objekt wurde fotografiert. (Ein ähnliches Objekt wurde 2002 von Prof. Khalilov in Baku gefilmt und im September 1996 oder 1997 bei Klothen, Schweiz, beobachtet.)



9.73 Ort: Wien
Datum: 30.06.2012 **Zeit:** nachmittags
Dauer: 30 Sekunden
Anzahl: 1
Form: Scheibe dann Zigarre
Farbe: dunkel
Zeugen: 2



Besonderheiten: Das Objekt machte mehr Krach als ein Flugzeug in gleicher Entfernung und änderte seine Gestalt.

9.74 Ort: Freising
Datum: 13.8.2012 **Zeit:** 01:10
Dauer: 10 Sekunden
Anzahl: 1
Form: W- bzw. M-Form
Größe: ca. 10 bis 15 m
Höhe: 800m - 1km
Entfernung: Genau über mir
Farbe: dunkelgrau bis schwarz
Zeugen: 1



Besonderheiten: *„Ein W- bzw. M-förmiges Objekt. Ungefähr 800m über mir geflogen. Lichter an der Unterseite des Objekts. Nicht sehr schnell, eher langsam - Geschwindigkeit vergleichbar mit Vogel. Aus meinem Standpunkt hatte es die Größe von einem Flugzeug. War nicht gut sichtbar, da es fast Schwarz war und man es am Nachthimmel nicht gut erkennen konnte. Ich setzte mich auf die Terrasse um Sternschnuppen zu betrachten, als nach ca. 15 Minuten dieses Objekt über mir hinwegflog."*

9.75 Ort: Knittelfeld-Tremmelberg, Steiermark
Datum: 17.10.2012 **Zeit:** gegen 15 Uhr
Anzahl: 1
Form: *„Bratpfanne"*
Größe: etwa 30 m
Entfernung: ca. 200 m
Höhe: rd. 30 m
Farbe: metallisch
Zeugen: 2
Besonderheiten: Das Objekt wurde fotografiert.

9.76 Ort: Knittelfeld
Datum: 15.04.2013 **Zeit:** 16.40 Uhr
Dauer: rd. 30 Sekunden
Anzahl: 1



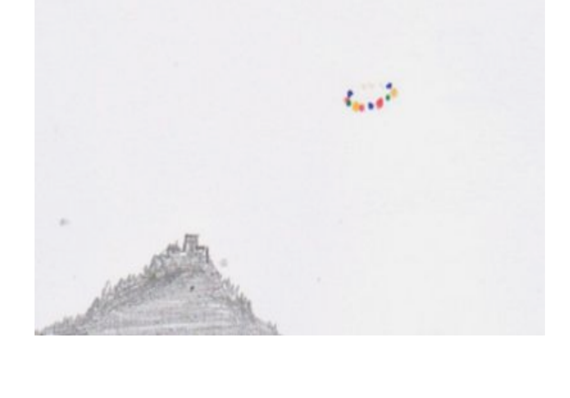
Form: *„Mercedes-Stern“*
Farbe: weiß
Größe: Monddurchmesser
Höhe: ca. 10.000 m
Zeugen: 3

9.77 Ort: Maxlried bei Peißenberg
Datum: 29.05.2013 **Zeit:** 13.30 Uhr
Anzahl: 1
Form: *„Spiegelei“*
Größe: 2 – 5 m
Entfernung: 700 - 900 m
Höhe: 700 - 900 m
Farbe: schwarz
Zeugen: 2



Besonderheiten: Frau G. sah das Objekt. Illobrand von Ludwiger fotografierte in die von ihr angegebene Richtung am Himmel und entdeckte das Objekt erst auf dem Foto.

9.78 Ort: 91327 Gößweinstein
Datum: 26.12.2014 **Zeit:** 17.15 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: grelle Lichter in einem Kreis
Größe: 5 – 10 m
Entfernung: 800 – 1000 m
Farben: rot, grün, gelb, weiß, blau
Höhe: Wolken-Höhe
Zeugen: 2



Besonderheiten: Wegen der grellen Lichter war keine Form des Objekts auszumachen. Es flog durch die Wolkendecke und kam wieder aus ihnen heraus. Die Farben änderten sich von Weiß zu Blau, dann zu Rot, Gelb und Grün. *„Es trullerte Richtung Ebermannstadt. Jetzt flog das Objekt wieder zurück in einer Art Zickzack-Kurs.“* Es führte über der Ortsmitte langsame Bewegungen durch und beschleunigte dann rasch in Richtung Westen.

9.79 Ort: Griesheim bei Darmstadt
Datum: 7.09.2016 **Zeit:** 22.20 Uhr
Dauer: ca. 30 Minuten
Anzahl: 1
Form: unbestimmt: mit großem roten und zwei kleineren weißen und grünen Lichtern
Größe: *„wie ein Bus“*

Entfernung: ca. 20 m
Höhe: ca. 20 m über und neben dem Wagen
Zeugen: 2
Besonderheiten: Das Objekt flog neben und teilweise über dem Auto und reduzierte dessen Geschwindigkeit. Die Zeugin erzählte, dass sie bereits seit frühester Kindheit von kleinen Gestalten aufgesucht wird. Ihre Eltern gingen mit ihr deswegen zu einem Mullah, um die Jinns vertreiben zu lassen. Vor 2-3 Jahren ist sie nachts aufgewacht und fand es hell erleuchtet. Wesen waren in ihr Schlafzimmer gekommen und fügten ihr Schmerzen zu. Einige Zeit später wachte sie in einem anderen Raum auf, den sie für das Innere eines UFO hält. Drei Männer standen um sie herum. Eines Nachts wachte sie mit einem Implantat im Unterleib auf.

10. Formationen, Schwärme unbekannter Objekte

10.17 Ort: Sulzheim und Schweinfurt
Datum: Sept./Okt. 1990 **Zeit:** Abenddämmerung
Dauer: 45 - 55 Sekunden
Anzahl: 60 bis 160
Form: Kugeln und ovale Objekte
Größe: unterschiedlich (bis ¼ Mondgröße)
Farben: weiß, rot, grün, blau
Geschwindigkeit: *„irrsinnig schnell"*
Flugrichtung: SSW nach OSO
Zeugen: 7 in Sulzheim, 1 Arzt in Schweinfurt

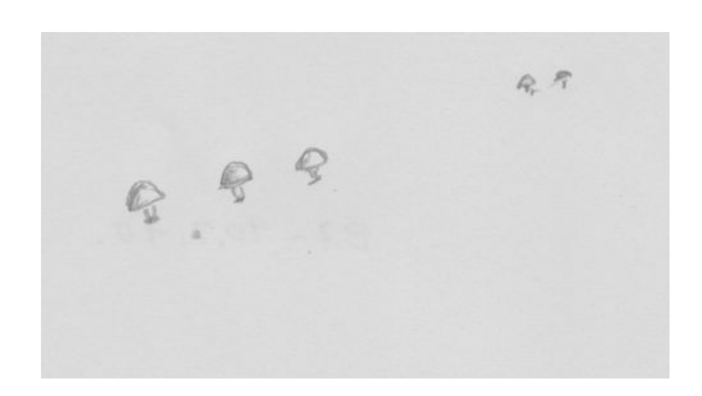


Besonderheiten: Die Frau des Arztes in Sulzheim (Hauptzeuge) rief im Observatorium an. Dort hatte es keiner gesehen. Alle Zeugen waren sprachlos. Der Arzt in Sulzheim schreibt, er *„empfand eine unglaubliche Erhabenheit, glückliche Stärke, Frieden - so wie alle anderen, die es mit mir gesehen habe (...) Für mich war es wie eine Flotte mit allem, was dazugehört. Und ich glaube auch, es waren die Guten."*

10.18 Ort: Soldier Creek - Rousbud Sioux Indian Reservath, South Dakota
Datum: Sommer 1993 **Zeit:** ca. 21.00 Uhr
Dauer: 2 bis 4 Stunden
Anzahl: 7
Objektform: *„Flutlichtscheinwerfer"*
Größe: große Sterne
Entfernung: 3 – 10 km
Farbe: grell weiß
Zeugen: > 10 Personen
Besonderheiten: Die Formation war stationär am Himmel und bewegte sich während 2 bis 4 Stunden nicht wahrnehmbar langsam von 30° Höhe zum Horizont. Die Zeugin, eine Ethnologin, bemerkt noch: *„Lichterscheinungen im Reservat treten* (während der 7 Jahre ihrer Anwesenheit) *häufig auf - in der Landschaft und in den Schwitzhütten."*

10.19 Ort: München
Datum: 6.06.2011 **Zeit:** 23.10 Uhr
Dauer: etwa 1 Stunde
Anzahl: etwa 40
Form: Lichter oder leuchtende Bälle
Farbe: gelblich-weiß
Zeugen: 3
Besonderheiten: Die Objekte flogen etwas langsamer als Flugzeuge in unregelmäßiger Anordnung vom Osten in Richtung Innenstadt.

10.20 Ort: Dülmen
Datum: 2.10,**2015** **Zeit:** 11.34 Uhr **Datum:** 3.10.2015 **Zeit:** 14.30 Uhr
Dauer: 3 Stunden
Anzahl: rd. 30 **Anzahl:** ca. 50
Form: Pilz, am Stil eine Art *„Korb"*
Farbe: silbrig / golden
Besonderheit: Die Objekte flogen jeweils in Zweier- oder Dreierformation *„wie auf einer Schnur aufgereiht in derselben Höhe"*. Am 3.10. bestanden die Formationen aus maximal 5 Objekten. Die Zeugin rief beim Bundesluftfahrtamt Braunschweig an und bat um Aufklärung, da sie meinte, dass diese Objekte den Luftverkehr gefährden könnten. Dort verwies man sie an UFO-Organisationen, darunter auch an uns. Am 27.10.2015 brachte BILD einen Bericht mit Foto über dieselben Objekte, die sich in Bakersfield, Kalifornien, gezeigt hatten. Die Sichtung wird bei MUFON unter der Katalog-Nr. 71618 geführt.



Berichte über Erscheinungen der Klasse C: paranormale Licht- und andere Erscheinungen

Neben UFOs (Klasse A) und UAPs (Klasse B) gibt es noch eine Klasse C, in der theoretisch unverstandene Lichterscheinungen zusammengefasst werden, die phänomenologisch etwas anderes als atmosphärische Phänomene oder Fluggeräte sind und offensichtlich mit parapsychologischen Phänomenen zusammenhängen. Ohne diese näher zu untersuchen, sammeln wir solche Berichte, um sie von den eigentlichen physikalischen Phänomenen durch Analyse ihrer speziellen Eigenschaften abzugrenzen, denn die auftretenden Lichter sind - wie auch Kugelblitze - rein optisch nicht sofort von den unidentifizierten atmosphärischen Phänomenen zu unterscheiden. Die uns seit dem Jahr 2009 gemeldeten Berichte der Klasse C führen wir hier erstmalig auf:

C.1 Ort: Maltershausen bei Jüterbog
Datum: Sommer 1987 **Zeit:** nachts
Dauer: *„gefühlte 15 Minuten"*
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: Fußball
Entfernung: 30 cm
Höhe: 30 bis 50 cm
Farbe: weiß
Zeugen: 1
Besonderheiten: Die wie mit leuchtendem Wasser gefüllte Kugel flog im Schlafzimmer des vierjährigen Zeugen dicht auf ihn zu. Dabei hörte er, dass er keine Angst haben solle: *„Es war auch eine Gestalt da. Ich habe allerdings kein Bild dazu. Der Lichtball kam durch die geschlossene Tür hindurch, stand im Raum und ging durch eine andere Tür wieder. In den Jahren bis jetzt sind immer wieder merkwürdige Dinge passiert. Jahre später hatte meine Oma auch dieses Erlebnis, nur wurde mit ihn nicht kommuniziert."*

C.2 Ort: Potsdam
Datum: Mitte März 2000
Zeit: nachts
Dauer: Minuten
Form: Kein Objekt, sondern nur Wesen im Schlafzimmer
Besonderheiten: Die heute 74-jährige Zeugin L. berichtet: *„Ich liege im Bett und befinde mich in einer sehr konfusen Traumphase kurz vor dem Erwachen, wobei plötzlich ein stinkender schwefelhaltiger Geruch dieses Aufwachen herbeiführt. Ich schlage, auf der linken Seite liegend, meine Augen auf und muss feststellen, dass dieser noch immer anhält. Ich schließe die Augen wieder und denke: Traum passé, aber Geruch noch da. Unlogisch! Was bedeutet das? Ich will mich gerade nach rechts zum Fenster drehen und befinde mich, nun bei offenen Augen, gerade in der Bewegung*

auf dem Rücken liegend, als ich den Schrecken meines Lebens erfahre: Am Fußende meines Bettes steht ein mich anfauchendes Ungeheuer, echsenartig und stinkend. Da hilft nur, wieder die Augen zu schließen. Ich setze mich auf und halte mir wie ein Kind auch noch die Hände vor das Gesicht mit der Idee, dann könne das Grauen vorübergehen.

Aber alles bleibt unverändert. Das steht diese etwa 2 m hohe Gestalt, mit bräunlich-grünlichen Schuppen und langen Krallenhänden versehen. Dieses Wesen wankt und weicht nicht. Was tun? Es faucht fürchterlich! Ich spreizte die Finger und schaue vorsichtig hindurch. Weiterhin stößt das Wesen seinen stinkenden Qualm aus. Mein Herz rast. Da kommt mir ein Gedanke: Gott, hilf mir! Aber wie?

Also nehme ich all mein bisschen Mut zusammen und beginne ‚Jesu geh voran auf der Lebensbahn' zu singen. Wir schauen uns gegenseitig an. Während ich weiter singe, stelle ich fest, dass diese Gestalt in der Struktur an der Oberfläche sich ein klein wenig zu verändern, im Fortgang dieses Prozesses sich langsam aber sicher aufzulösen beginnt. Deshalb singe ich mit sich kräftigender Stimme weiter, und plötzlich ist der handfeste Spuk vorbei, nur seinen elenden bestialischen Gestank zurücklassend.

Noch eine kleine gefühlte Ewigkeit sitze ich, beinahe regungslos, im Bett und wage nicht aufzustehen. Wie soll ich den Boden jemals betreten, wo vorher das leibhaftige Böse gestanden hat? Ich werte sein Auftreten als Angriff. Wer / was war / ist das? Wie – woher – warum? Wer hilft mir? Niemand!"

Kommentar: Man könnte der Ansicht sein, dass das geschaute Wesen die Projektion eines dämonischen Wesens gewesen ist, wie es in der Literatur über paranormale Ereignisse berichtet wird. Doch dort treten die Wesen meistens mit den Betroffenen in einen Kontakt, reden oder bewirken Telekinese. Im vorliegenden Fall beobachtet das Wesen nur. Die Ethnologin Prof. Ardy Sixkiller Clarke berichtet in ihrem Buch „More Encounters with Star People" (2016, San Antonio: Anomalist Books) ähnliche Fälle aus den USA.

C.3 Ort: Schnalztal, Südtirol
Datum: Sommer 2003 **Zeit:** nachmittags
Anzahl: 1
Form: Kugel
Größe: 1,50-2,00 m
Entfernung: rd. 100 m
Farbe: weiß
Zeugen: 2
Besonderheiten: Ein Ehepaar wanderte im Südtiroler Schnalztal in 2.400 m Höhe. In der Nähe weidete eine größere Herde Schafe. Plötzlich ging ein Blitz neben der Herde nieder, an dessen Ende sich eine gleißend helle 1,50 - 2 m große Kugel befand, die sich auf einen Stein setzte. Die Schafe grasten unbeeindruckt weiter. Die Kugel begann 100 bis 200 Meter von der Zeugin entfernt von einem Stein auf den anderen zu springen. Die Frau schrie vor Schreck auf und rief um Hilfe! Als ihr schon vorausge-

gangener Mann zurückkam, war die Kugel bis an die Felswand *„hochgekrochen“.* In halber Höhe der Felswand blieb sie stehen. Das Licht ging aus und eine menschliche Figur in der Form eines Zylinders mit einem leuchtenden schneeweißen Gürtel öffnete eine Art Schirm *„und fährt in seitlichem Winkel blitzartig wieder gegen den Himmel.“* Die beiden Zeugen standen mehrere Tage lang unter Schock und sprachen erst dann über ihr Erlebnis.

Fazit

Insgesamt wurden von MUFON-CES und IGAAP im Laufe von 42 Jahren 551 UFO-Sichtungen und 45 UAP-Beobachtungen registriert und in Kurzdarstellungen in den MUFON-CES-Berichten 1 bis 12 sowie im Buch „Unidentifizierte Flugobjekte über Europa“ (1997, München: Herbig) veröffentlicht. Mit dieser Sammlung sind 178 neue UFO-Fälle und 43 UAP-Fälle dazugekommen. Wir haben also insgesamt 772 Berichte geprüft, die wir nicht erklären können. Nur die Zeugen wichtiger Ereignisse wurden persönlich befragt, die meisten nur übers Telefon. Bei nahezu allen angegebenen Fotos handelt es sich um starke Vergrößerungen aus Aufnahmen, die uns vorliegen. Die Skizzen der Objekte sind zum Teil von den Zeugen angefertigt worden, zum Teil nach deren Angaben erstellt. Sie sind daher - wie bei Portraitzeichnungen nach Zeugenaussagen in der Kriminalistik - mit großen Unsicherheiten behaftet und geben das Beobachtete nur schemenhaft wieder. Auf die Angabe eines Zuverlässigkeitsindex wurde verzichtet, da - nach unseren Erfahrungen - Skeptiker sich weder von einem Fall mit 99.99 % Zuverlässigkeit noch durch irgendwelche fotografischen Aufnahmen oder Videos von der Echtheit eines Berichtes überzeugen lassen.

Die meisten der in den letzten 42 Jahren an MUFON-CES und IGAAP gemeldeten UFO-Typen sind Scheiben (144 Fälle), gefolgt von Berichten über Kugeln (105 Fälle) und Dreiecke (86 Fälle). Vermutlich sind von den tatsächlich beobachteten Fällen kaum 10 % erfasst worden. Denn die beiden Gesellschaften sind relativ unbekannt, weil sie keine Zeitschriften herausgeben, sondern nur Berichte in lockerer Folge. Die meisten Sichtungen werden daher an Gesellschaften gemeldet, die periodisch erscheinende Journale publizieren (GEP, DEGUFO).

Ein „hot spot“ der Sichtungen befand sich in Deutschland zwischen den Orten Hohenpeißenberg und Maxlried bei Weilheim. Seit dem Jahr 2016 sind von dort keine Berichte mehr über unidentifizierte Objekte und Lichter am Himmel gemeldet worden.

In dieser Zusammenstellung wurden Fälle von Entführungen, Implantaten, seltsamen Hautmalen und Analysen von ungewöhnlichen Materialien fortgelassen. Sie werden in weiteren IGAAP-Berichten behandelt.

Das EMG-Projekt

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger und Dipl.-Biol. Michael A. Landwehr

Die deutschsprachige zentraleuropäische Sektion von MUFON (MUFON-CES) veröffentlichte 1983 eine Sammlung von Sichtungsberichten über unidentifizierte Flugobjekte, die mit der Umgebung elektromagnetische und gravitative Wechselwirkungen (EMG) verursacht hatten. (Schneider 1983). Diese Datei bestand aus rund 1300 Fällen und wurde aus Zeitgründen zunächst nicht weiter fortgesetzt. Die Gesellschaft IGAAP hat 2015 die Sammlung wieder aufgenommen und zunächst weitere rd. 100 solcher Fälle der Sammlung hinzugefügt, die laufend aktualisiert werden soll.

Die Kenntnis dieser Daten ist wichtig, da für die Entwicklung einer konsistenten Theorie über unidentifizierte atmosphärische Erscheinungen (UAPs) und unidentifizierte Flugobjekte (UFOs) deren physikalische Eigenschaften bekannt sein müssen. Ein Wissenschaftler, der sich mit der Forschung dieser Phänomene befasst, muss den Kern des Phänomens kennen, und das sind die physikalischen Wechselwirkungen (Brand 1975). Da sich diese physikalischen Wirkungen von einem noch unbekannten Betreiber (irdischer oder nicht-irdischer Herkunft) nicht verbergen lassen, können diese EMG-Daten als harte Fakten angesehen werden, sofern sie aus seriösen Quellen gewonnen wurden.

Wir entnehmen die Daten aus Büchern, Zeitschriften, Fachjournalen und aus deutschsprachigen Zeugenberichten, die unsere Mitglieder bei MUFON-CES und bei IGAAP untersucht haben. Die EMG-Sammlung ist nur eine kleine Auswahl aller weltweit gemeldeten Beobachtungen, da wir nicht in der Lage sind, fremde Sprachen – außer Englisch und Französisch – zu verstehen. Die sehr umfangreichen chinesischen, japanischen und südamerikanischen Berichte, wie sie in den entsprechenden Fachzeitschriften veröffentlicht werden, erreichen uns nur, wenn sie in Publikationen in englischer oder französischer Sprache erwähnt werden. Die Auswertung der Daten kann daher nur eine relative Häufigkeitsverteilung widerspiegeln. Auch die Qualität der meisten Quellen lässt zu wünschen übrig. In vielen Fällen sind die Originalberichte nicht erhältlich, sondern werden in der Sekundärliteratur mehr oder weniger exakt wiedergegeben. Oft wird nur von einem „UFO“ berichtet, ohne dass dessen Form beschrieben wird. Oft ist nicht einmal ersichtlich, ob es sich bei der Erscheinung um eine leuchtende Masse ohne Strukturen, also um ein UAP, oder um ein aus solidem Metall bestehendes Objekt gehandelt hat. Dabei wäre die Kenntnis für eine Korrelation von physikalischer Wirkung und Objekt-Gestalt äußerst wichtig, da unterschiedliche Objekte auch ganz verschiedene Effekte zeigen. Nur die wenigsten Fälle sind von hoher Qualität und lassen Korrelationen zu anderen Objekten und Wirkungen zu, beispielsweise zwischen dem Angehaltenwerden von Autos und der Entfernung zum UFO.

Gäbe es eine finanzierte UFO-Forschung, dann könnten Übersetzer bezahlt werden, Untersucher würden Zeugen aufsuchen und genauestens befragen können. Auch ein Aufruf in der amerikanischen Fachzeitschrift „MUFON UFO Journal“ mit der Bitte, uns für das EMG-Projekt Fälle aus nicht-englischsprachigen Publikationen zu nennen (von Ludwiger 2015a) und dafür Zugriff zu unserem Katalog zu bekommen, blieb ohne Resonanz. Ohne Forschungsmittel können daher nur unvollständige, relativ zuverlässige und vorläufige statistische Ergebnisse erwartet werden.

Trotzdem ist die Erstellung einer ersten EMG-Datei unumgänglich für alle Forscher, die versuchen wollen, zumindest einige der physikalischen Effekte, die von UFOs ausgehen, theoretisch zu ergründen.

Einen ähnlichen Katalog entwickelte Mark Cashman. Allerdings beschränkt sich diese Sammlung nur auf 940 elektromagnetische Effekte von UFOs und berücksichtigt keine gravitativen Wechselwirkungen (Cashman 1999). Ein Austausch der Daten mit unseren ist geplant.

Die Analyse der EMG-Fälle aufgrund der Datenbasis von 1983 führte beispielsweise zu dem Schluss, dass für die Entwicklung einer Theorie über das UFO-Antriebssystem folgende Charakteristika in Betracht gezogen werden müssen:

1. Kompensation der Schwerkraft-Wirkung
2. die Welt ist 6-dimensional (wobei die beiden zusätzlichen Dimensionen keine physikalischen, sondern qualitativen Wertevorräte der Welt sind); im sechsdimensionalen Hyperraum gibt es eine Elektromagnetische Interferenz (in Stromkreisen von Geräten und gestoppten Autos)
3. Mechanische Effekte (z.B. Levitation von Objekten in der Umgebung von UFOs)
4. Physiologische Effekte (z.B. Paralysen, Verbrennungen, Prickeln auf der Haut, …)
5. Kälte-Effekte (sofern sie nicht von sekundären Hitze-Effekten überlagert werden)
6. Verschwinden (auf der Stelle, transparent werden, zum Punkt schrumpfen, …)

Punkt 5 bedeutet, dass theoretische Formulierungen - wie beispielsweise ein magneto-hydrodynamisches Gerät (MHD) - als ein mögliches Antriebssystem für eine Erklärung vieler UFO-Typen nicht ausreichend ist. In der Physik gibt es bisher keine Erklärung für die Generierung von Kälte durch physikalische Felder oder Strahlungen. Nach unserer Kenntnis ist die einzige Theorie, die das Auftreten von Kälteeffekten bei Gravitationswellen-Einwirkung vorhersagt, die einheitliche Feldtheorie von Burkhard Heim (1925-2001) (Heim 1983, 1989).

In dieser Theorie tritt ein Kälteeffekt auf, wenn Gravitationswellen mit Materie in Wechselwirkung treten Im Gegensatz zu Wechselwirkungen mit elektromagnetischer Strahlung, die zur Zunahme der Entropie (Wärme, Unordnung) führen, nimmt die Entropie bei einer Bestrahlung mit Gravitationswellen – in Heims Theorie – ab. Dabei müsste auch die Temperatur absinken. Es gibt mehrere Berichte, wonach in der Umgebung von UFOs eine eisige Kälte gespürt und registriert wurde. Da allerdings in den meisten Fällen von einer großen Hitze berichtet wird, scheint diese, wahrscheinlich durch Mikrowellenstrahlung verursachte hohe Temperatur der Luftmoleküle den Kälteeffekt der Gravitationswellen zu überlagern. Wenn von der Oberfläche der UFOs Gravitationswellen ausgehen, müssen sie sehr wahrscheinlich die Form von Impulsen oder Sägezahnkurven besitzen, da nur solche Wellen hoher Intensität die Luft durch Stoß-Ionisation der Moleküle die Luft zum Leuchten anregen können (Beck 1977). Die frei gewordenen Elektronen werden durch die Gravitationswellen zu simultanen Schwingungen angeregt und erzeugen eine Mikrowellenstrahlung, durch welche große Hitze erzeugt wird. Erst wenn die Gravitationswellen entsprechend langwellig werden und keine Mikrowellenstrahlung entsteht, überwiegt der Kälteeffekt.

Da in Heims Theorie zu den zeitlichen Änderungen von Gravitationsfeldern starke Magnetfelder parallel erzeugt werden, müssten die Gravitationswellen von variablen Magnetfeldern begleitet werden. Starke gepulste Magnetfelder sind aber in der Lage, Zündsysteme von Fahrzeugen zu unterbrechen, was statische Magnetfelder nicht tun können. Tatsächlich werden Autos in der Nähe von UFOs angehalten. Diese wenigen Beispiele mögen genügen, um zu begründen, dass wir viele elektromagnetische und gravitative Wechselwirkungen von UFOs kennen müssen, um eine konsistente Theorie der UFO-Eigenschaften entwickeln zu können.

Die EMG-Datei von 1983 enthielt nur 25 Fälle mit Kälteeffekten. Für eine stringente Bestätigung waren dies noch zu wenige Fälle. Doch in der Zwischenzeit wurden weitere solcher Beobachtungen berichtet (z.B. Schuessler 1996). Unter den rund 100 neu in die EMG-Datenbank aufgenommenen Fällen befinden sich immerhin zwei, bei denen die Sichtungszeugen Kälteeffekte wahrnahmen.

In der vierdimensionalen Raumzeit, die wir als Weltbühne allen Geschehens betrachten, ist es unmöglich, dass Objekte plötzlich verschwinden. Bei rd. 10 % aller UFO-Sichtungen wird aber genau das beobachtet. In der erwähnten einheitlichen Feldtheorie von Burkhard Heim Relativitätsprinzip, in welchem ein Verschwinden von Objekten und Ortsversetzungen als „Projektionen“ möglich sind (von Ludwiger 1979, Brand 1979). In der Parapsychologie sind solche Vorgänge als Apporte bzw. als Dematerialisationen seit langem bekannt (von Ludwiger & Nahm 2016). Das zeigt, wie wichtig es ist, seltsame Phänomene ernst zu nehmen und zu versuchen, diese in ein Weltbild mit einzubauen. Andere scheinen das bereits irgendwo getan zu haben.

Die Gültigkeit einer Theorie hängt davon ab, ob sie die beobachteten EMG-Effekte erklären kann. Daher ist eine umfangreiche EMG-Datenbasis so wichtig.

Daten für die EMG-Sammlung

Die Datei der Fälle mit elektromagnetischen und gravitativen Wechselwirkungen (EMG) wird aus den uns zur Verfügung stehenden Zeitschriften, Büchern und selbst recherchierten Berichten zusammengestellt. Die Datei soll in erster Linie einen Überblick über die Quantität der Wechselwirkungen geben. Nur in wenigen Fällen können qualitativ hochwertige Korrelationen etwa zwischen Entfernungen eines unbekannten Objektes und dem Abwürgen eines Automotors festgestellt werden. Zu ermitteln sind Fälle in denen über folgende **EMG-Wechselwirkungen von UFOs** mit der Umgebung berichtet wird (es werden keine unidentifizierten atmosphärischen Phänomene, UAPs, und deren Eigenschaften erfasst):

- starke Magnetfelder (Ausschläge von Kompassnadeln, Magnetometer, Magnetisierung, ...)
- elektrische Felder (statische Elektrizität, Haare sträuben sich, Straßen-Lampen ändern ihre Helligkeit, ...)
- Hitze (Schwitzen, Brennen, Verbrennen, Verdampfen, Temperaturmessungen, ...)
- Strahlung (Hautverbrennung, Fluoreszenz, Phosphoranzeigen auf Uhren leuchten auf, radioaktive Strahlung, IR- oder UV-Strahlung, Ionisationsmeter, ...)
- Kälte (Abkühlung von Materialien, gefühlte Kälte, Anzeigen im Auto, Eisbildung, ...)
- Druck (Bodenabdruck, Bäume geknickt, Objekte zu Boden geworfen, ...)
- Vibration (mechanische, gefühlte)
- Ein- / Ausschaltvorgänge (Radio, Fernseher, Lichter, Geräte werden ein- / ausgeschaltet, Tachometer, Strom- und Voltmeter, Aufzeichnungsgeräte, Strom erzeugende Motoren, Telefone, Batterien, Uhren, ...)
- gravitative Wirkungen (Anheben von Wasser, Objekt, Menschen, Deformation, ...)
- Solid Lights (gebogene Strahlen und Strahlen begrenzter Reichweite, mechanische Wirkungen, ...)
- besondere Effekte (Faraday-Effekt, synchrone Effekte, Zeitstillstand, unsichtbare Schallquelle, ...)
- Verdoppeln der Objekte
- Verschmelzen von Objekten

- Verschwinden der Objekte „ins Nichts“
- physiologische Effekte (Vakuum-Effekt, Stromstoß, Stechen, Prickeln, Lähmung, Beeinträchtigungen des Sehsinns)

Wichtige Angaben zu jedem Bericht (falls erhältlich):

Ort:
Datum: **Zeit:**
Anzahl:
Form:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Farbe:
Zeugenanzahl:
zitierte Quelle:
Originalquelle:
EMG-Besonderheit: Kurztext über die EMG-Wirkungen (siehe oben).

Als neue Fälle zu den rd. 1165 Fällen von 1981 - 154 weitere Fälle, die 1983 in Diagrammen mit aufgenommen wurden, sind nicht berücksichtigt - haben wir die folgenden mit in die Datei aufgenommen. Weitere Berichte werden gegenwärtig aus der Literatur der letzten 25 Jahre herausgesucht.

Ort: Torrita di Siena, Italien
Datum: 17.09.1978 **Zeit:** 20.15 Uhr
Dauer: etwa 30 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: orange
Zeugen: 4
Primärquelle: Dr. Roberto Pinotti, „Notiziaro UFO“
Quelle: FSR, 25/4, Juli/Aug. 1979, S. 3-6
Besonderheiten: Eine große Kugel machte ein Geräusch *„wie lautes Artilleriefeuer“*. Das Straßenlicht ging aus und kam nach 30 Sekunden wieder, nachdem die Kugel weggeflogen war.

Ort: Torrita die Siena, Italien
Datum: 17.09.1978, **Zeit:** 21 Uhr
Dauer: einige Minuten
Objektzahl: 1

Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: orange
Größe: 3 m Durchmesser
Entfernung: 10 m
Höhe: 1 m
Zeugen: 1
Primärquelle: Dr. Roberto Pinotti, „Notiziaro UFO"
Quelle: FSR, 25/4, Juli/Aug. 1979, S. 3-6
Besonderheiten: Eine große Scheibe mit Kuppel landete vor einem Fiat 127. Der Motor des Wagens versagte, und auch alle elektrischen Systeme. Zwei Gestalten in Raumfahreranzügen mit Helmen (1 – 1,20 m groß) stiegen aus und inspizierten den Wagen. Am Boden, wo drei *„Lichtstrahlen"* die Erde getroffen hatten, wurden später drei durch starke Hitze verbrannte 50 cm große Flächen entdeckt. Nachdem das UFO fortgeflogen war startete das Auto von selbst.

Ort: Clwyd, N.-Wales, UK
Datum: 29.10.1979 **Zeit:** 22.00 Uhr
Dauer: 20 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: weiß mit orangenem Ring
Zeugen: 1
Quelle: J. Randles & P. Whetnall, FSR, 25/4, 1979, S. 20
Besonderheiten: Das Objekt hinterließ eine fluoreszierende Wolke als es fortflog, die noch 20 Minuten lang zu sehen war.

Ort: Clwyd, N.-Wales, UK
Datum: 7.03.1979 **Zeit:** 1.50 Uhr
Dauer: 30 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Licht
Zeugen: 1
Quelle: J. Randles & P. Whetnall, FSR, 25/4, 1979, S. 20
Besonderheiten: Im Bett liegend hörte die Zeugin ein tiefes rumpelndes Geräusch. Sie sah durchs Fenster, wie die Straßenlichter langsam ausgingen. Ein weißes Licht erschien am Himmel. Nach dem Vorbeiflug der Erscheinung, der etwa 20 Sekunden dauerte, gingen alle Lichter wieder an.

Ort: Livingston, 30 km westl. von Edinburg, Schottland
Datum: 9.11.1979 **Zeit:** 9.55 Uhr
Dauer: ca. 30 Sekunden
Objektzahl: 3
Objektform: Saturn und 2 Kugeln
Farben: grau

Größe: 7 m und 2 x 70 cm
Entfernung: 8 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: M. Keatman & A. Collins, FSR, 25/8, Nov./Dez. 1979, S. 2-7 Teil 1
" " " , 26/1, Frühj. 1980, S. 25-28, Teil 2
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der obere Teil des saturn-förmigen Objektes wurde transparent und dann wieder undurchsichtig. Zwei Kugeln mit je 6 Stäben kamen auf den Zeugen zu und zogen ihn zum Objekt. Sie griffen ihn mit den Stäben an den Hüften an. Die Hose wurde dort zerrissen, und an der linken Hüfte wurde die Haut *„verbrannt"*. Der Zeuge verlor das Bewusstsein. Als er wieder zu sich kam konnte der Zeuge nicht laufen, nicht sprechen und litt unter starken Kopfschmerzen. Später wurden mehrere Abdrücke am Boden registriert, die durch hohes Gewicht verursacht sein mussten.

Ort: Jaraba, Spanien
Datum: Okt. 1978 **Zeit:** zwischen 7 und 8 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Halbkugel
Farben:
Größe: rd. 5 m
Entfernung: 20 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: F. Louange & J.L. Casero, FSR, 26/2, 1981, S. 4-5
Quelle: dto.
Besonderheiten: Vom Objekt ging eine enorme Hitze aus. Die Nackenhaare des Zeugen stellten sich wie in einem elektrischen Feld auf, und er hatte einen metallischen Geschmack im Mund. Die drei Fotos, die er machte, waren vollkommen überbelichtet.

Ort: Warstah, Tasmanien, Australien
Datum: 20.08.1979 **Zeit:** 21.20 Uhr
Dauer: 15 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Licht
Farben: grün
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: ein weiblicher Polizeioffizier
Primärquelle: „The Tasmanian Mail", 27.02.1980

Quelle: F. Louange & J.L. Casero, FSR, 26/2, 1981, S. 4-5
Besonderheiten: Der VW-Wagen war plötzlich in grünes Licht eingehüllt, das von hinten in den Wagen schien. Die Zeugin wollte beschleunigen, erreichte aber nur eine Geschwindigkeit von 50 km/h. Als sie bremsen wollte, passierte nichts. Die Uhren im Auto und an ihrem Arm blieben um 21.20 stehen.

Ort: Rajazan, UdSSR
Datum: 11.10.1977 **Zeit:** 18 Uhr
Dauer: 24 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Wolke
Farben: weiß leuchtend
Größe:
Entfernung:
Höhe: 27.000 ft.
Zeugen: mehrere Piloten
Primärquelle: „Aviation and Cosmonautics"...
Quelle: G. Creighton, FSR, 26/3, S. 13-14, 1981
Besonderheiten: Während sich das Objekt in der Nähe der Maschine aufhielt, arbeiteten die VHF-Geräte nicht.

Ort: Nähe Mühlhausen
Datum: April 1980 **Zeit:** nachts
Dauer: Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: weiß
Größe:
Entfernung: ca. 30 m
Höhe: ca. 20 m
Zeugen: 4
Primärquelle: „Münchner Merkur", 14.04.1980
Quelle: FSR, 26/4, 1981, S. 32
Besonderheiten: Als die Kugel vor den Wagen der Zeugen flog, setzte der Motor aus. Einer der Zeugen lief zu einem Haus, um weitere Zeugen zu holen.

Ort: Zwischen Worcester und Stratfort, UK
Datum: 13.03.1980 **Zeit:** 19.50 Uhr
Dauer: wenige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Zigarre
Farben: weiß mit roten Lichtern an den Spitzen
Größe: *„wie ein großes Flugzeug"*
Entfernung: ca. 300 m

Höhe: < 50 m
Zeugen: 1
Primärquelle: T. Green, FSR, 26/5, 1981, S. 32-33
Quelle: dto.
Besonderheiten: Ein Autofahrer sah vor sich eine große helle *„Zigarre"* vorüberfliegen. Das Lenkrad wurde dabei so heiß, dass er die Hände wegziehen musste. Trotzdem verbrannte er seine linke Hand, die er behandeln lassen musste.

Ort: Sztum, südl. von Danzig, Polen
Datum: 5.09.1980 **Zeit:** 3.40 Uhr
Dauer: 35 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: rot
Größe: ca. 6 m
Entfernung: 150 m
Höhe: *„einige cm über dem Boden"*
Zeugen: mehrere Ärzte
Primärquelle:
Quelle: E. Popik, FSR, 26/6, 1981, S. 2-5
Besonderheiten: Eine große Kugel blockierte den Ambulanzwagen mit einer schwangeren Frau. Schließlich richtete der Wagen die Scheinwerfer auf das Objekt und fuhr langsam darauf zu. Da verschwand das Objekt *„wie wenn man das Fernsehbild ausschalten würde".*

Ort: Delsberg, Kanton Jura, Schweiz
Datum: 16.11.1980 **Zeit:** 1 Uhr
Dauer: wenige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farben: bläulich
Größe:
Entfernung:
Höhe: *„nicht sehr hoch"*
Zeugen: 6
Primärquelle: „Blick," Schweiz, 20.11.1980
Quelle: FSR, 27/2, 1982, S. 27
Besonderheiten: Nachdem Zeugen einen Donnerschlag gehört hatten, fielen alle Lichter der Stadt aus. Als die Zeugen aus dem Fenster nach der Ursache schauten, sahen sie einen großen feurigen Teller über den Häusern schweben und plötzlich fortfliegen.

Ort: Florida, 100 km von Montevideo entfernt, Uruguay
Datum: 20.08.1981 **Zeit:** 19.25 Uhr

Dauer: 18 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: flacher Zylinder
Farben: vorne und hinten weiße, an den Seiten rote Lichter
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: mehrere
Primärquelle: Italian News Agency (ANSA), Montevideo, 21.05.1981
Quelle: FSR, 27/2, 1982, S. 28
Besonderheiten: Die Stromversorgung fiel aus, als zur selben Zeit ein UFO langsam über die Stadt flog. Nachdem es fortgeflogen war, funktionierte die Stromversorgung wieder.

Ort: Bradford, UK
Datum: Winter 1938 **Zeit:** abends
Dauer: einige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Zigarre
Farben: dunkel mit blau leuchtendem Halo
Größe: *„2 Fußballfelder lang"*
Entfernung:
Höhe: 100 – 150 m
Zeugen: 1
Primärquelle:
Quelle: FSR, 27/3, 1982, S. 28
Besonderheiten: Bevor der 13jährige Junge das Objekt über sich fliegen sah, spürte er, wie sich seine Haare im Nacken aufstellten, und es überlief ihn ein Gefühl wie in einem starken elektrischen Feld.

Ort: Victoria B.C., Vancouver Island, Kanada
Datum: 2.10.1981 **Zeit:** 21.30 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Objektzahl: 5
Objektform: ein invertierter Teller mit Kuppel, 4 Kugeln
Farben: weiß und ein großes Licht am großen Objekt
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 2
Primärquelle: P.M-H. Edwards, FSR, 27/4, 1982, S. 7-12
Quelle:
Besonderheiten: Alle Objekte verschwanden plötzlich, *„als würde eine elektrische Birne ausgeschaltet"*. Der Hauptzeuge hatte nach der Sichtung starke Kopfschmer

zen. Zwei Tage nach dem Vorfall wurde er von 2 MIBs aufgesucht, die ihm drohten, nichts zu erzählen, und *„die sich in Luft auflösten“*.

Ort: Kalinin – Moskau – Gorky – Kasan, UdSSR
Datum: 14.06.1980 **Zeit:** 23.50 Uhr
Dauer: 40 Minuten
Objektzahl: ein großes und mehrere kleinere Objekte
Objektform: a) Pferdehuf-Form, b) Scheiben mit Kuppeln
Farben:
Größe: a) 120 m, b) 10 m
Entfernung: b) 30 m
Höhe: a) niedrig, b) 30 m
Zeugen: hunderte
Primärquelle:
Quelle: G. Creighton, FSR, 27/4, 1982, S. 113-19
Besonderheiten:
a) Das große Objekt flog so niedrig, dass es, wenn es über den Städten für mehrere Minuten schweben blieb, zur Panik unter der Bevölkerung führte.
b) Eine der Scheiben mit transparenter Kuppel war von einem Oberstleutnant in Moskau nur 30 m entfernt. Als er näher an die Scheibe herangehen wollte, wurde er von einer unsichtbaren Barriere zurückgehalten. Nach 2 Minuten flog die Scheibe fort, was von vielen Nachbarn beobachtet wurde.

Ort: Petuschka, Provinz Moskau
Datum: 2.09.1979 **Zeit:** 17 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Pilz
Farben: orangener Nebel
Größe: 5 m Durchmesser, 1,5 m hoch, Stil: 1,5 m lang
Entfernung:
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: Henry Gris, „Gente“, Italien, 31.07. und 7.08.1979
Quelle: FSR, 17/5, 1982, S. 9-13
Besonderheiten: Prof. Juri Simakov untersuchte den Landeplatz. Der Boden war an 4 spiralförmig verlaufenden Stellen steril. Bis in 20 cm Tiefe befanden sich keine Mikroorganismen im Boden.

Ort: Oktjabersky Oilfeld, Baschkirian, an 2 Orten a + b, UdSSR
Datum: Aug. 1980 **Zeit:** 1 Uhr
Dauer: eine Stunde
Objektzahl: 2

Objektform: a) Kugel die zum Ovoid wurde, b) Kugel
Farben: a) weiß, b) rot
Größe: a + b) > 100 m Durchmesse
Entfernung:
Höhe: a + b) gelandet
Zeugen: a) 6, b) mehrere
Primärquelle: Henry Gris, „Gente“, Italien, 31,07. und 7.08.1979
Quelle: FSR, 17/5, 1982, S. 9-13
Besonderheiten:
a) Der Hauptzeuge war unfähig, sich zu bewegen und zu sprechen. Das Telefon funktionierte nicht. 4 Stunden später entdeckten die Öl-Arbeiter ein 30 m großes Loch auf der Landestelle. Der Rand war noch heiß, und der Sand war stellenweise zu Glas geschmolzen.
b) Auf der Landestelle befand sich ein Loch von 10 m Tiefe. Es hatte einen 5 m breiten Durchmesser, der sich nach unten zu 3 m verengte. Der Sand in den Löchern war verschwunden.

Ort: Pirassununga, Staaat Sao Paulo, Brasilien
Datum: 3.09.1976 **Zeit:** 19 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1 und 3 Insassen
Objektform: *„metallische Wärmflasche“*
Farben: oben weiß, unten schwarz
Größe: 3 m
Entfernung: 4 m
Höhe: 5 m
Zeugen: 1
Primärquelle: SBEDV Bulletin Nr. 116/120, (Juli 1977, Febr. 1978, Rio de Janeiro
Quelle: Dr. W. Bühler, FSR, 28/1, 1983, S. 5-8
Besonderheiten: In dem roten Lichtkegel der aus der Unterseite des Objektes ausging, kamen 3 kleine Gestalten (ca. 1m groß) zum Boden und versperrten dem Zeugen den Weg. Der Zeuge richtete sein Messer auf die Gruppe. Dieses wurde von einer unsichtbaren Kraft abgelenkt. Einer der Gestalten richtete einen *„Stab“* auf den Zeugen, aus dem ein weiß-blauer „Lichtstrahl“ kam und ihn am linken Oberschenkel traf. Er verlor das Bewusstsein. Mehrere Tage lang blieb sein linkes Bein steif.

Ort: Plymouth, UK
Datum: 10.09.1981 **Zeit:** 23.15 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Objektzahl: 1
Objektform: Linse
Farben: metallisch-grau
Größe: 40 m Durchmesser
Entfernung: 30 – 50 m

Höhe: 20 m
Zeugen: 1
Primärquelle: R. Boyd, FSR, 28/3, 1983, S. 15-19
Quelle: dto.
Besonderheiten: Vom Objekt wurde ein Bleistift-dicker *„Lichtstrahl"* auf die Hand der Zeugin gerichtet, als sie dabei war, den Türgriff zu betätigen. Sie war für ca. 30 Sekunden lang paralysiert. Als der Lichtstrahl ausging, konnte sie die Tür öffnen. Auf ihrem linken Handrücken entstand eine Brandblase.

Ort: Baikonur, Zentralasien, UdSSR
Datum: 1.06.1982 **Zeit:** 2 Uhr
Dauer: 14 Sekunden
Objektzahl: 2
Objektform: Quallen-Form
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: mehrere
Primärquelle: H. Gris, „South China Morning Post", Hongkong, 13.03.1983
Quelle: G. Creighton, FSR, 26/6, 1983, S. 27-28
Besonderheiten:
a) Ein UFO schwebt über der Abschussrampe Nr. 1 und lässt einen silberfarbenen Schauer herabregnen. Am folgenden Tag werden viele Nuten und Bolzen auf der Rampe gefunden, die aus dem Turm herausgezogen worden waren. Schweißnähte waren geplatzt. Das Kosmodrom Baikonur war danach 2 Wochen lang funktionsunfähig.
b) Das 2. UFO schwebte über dem Gebäudekomplex der Angestellten und brannte Löcher in Mauern und Fenster.

Ort: Big Sur, Vandenberg AFB, Kalifornien, USA
Datum: 8.01.1965 **Zeit:** mittags
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe mit Kuppel
Farben:
Größe:
Entfernung: 60 Meilen
Höhe:
Zeugen:
Primärquelle: Dr. R. Jacobs, „National Enquirer", 12.10.1982; „Advance Titan", Uni Wisconsin, 9.12.1981
Quelle: Dr. Robert Jacobs, FSR, 29/1, 1983, S. 23-24; FSR, 35/2, 1990, S. 15-20
Besonderheiten: Der Flug einer Atlas-F Rakete wurde mit Radar und mit einem

hochverstärkenden Teleskop mit Video verfolgt. Die Videoaufzeichnung zeigt, wie eine Scheibe die Spitze der Atlas-F umkreiste und sie viermal mit einem *„Blitzstrahl“* beschoss. Daraufhin kam die Atlas-F vom Kurs ab und stürzte hunderte Meilen vor dem Ziel ins Meer.

Ort: Winifreda, Provinz La Pampa, Argentinien
Datum: 9.08.1983 **Zeit:** 19.30 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„helles Objekt“*
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 1
Primärquelle: „Diario Popular“, La Plata Buenos Aires, 12.08.1983, „Tiempo Argentino,“ 12.08.1983
Quelle: J. Thomas, FSR, 29/2, 1983, S. 9-10
Besonderheiten: Der Zeuge fuhr auf das Licht zu, das ihn lähmte. Plötzlich befand er sich mit seinem Lieferwagen in einem Raum mit kleinen Wesen, die ihm Blut abnahmen. Als er wieder zu sich gekommen war, lag er auf seinem Wagen auf einem einsamen Weg. Während der Zeit um 20 Uhr versagten in der betreffenden Gegend sämtliche TV-Geräte und das Telefonnetz.

Ort: Sorocaba Airport, Sao Paulo. Brasilien
Datum: Juni 1979 **Zeit:** Abenddämmerung
Dauer: 1 Stunde
Objektzahl: 1
Objektform: Doppel-Kegel
Farben: metallisch-grau, an den Spitzen rote Lichter
Größe: 4 – 5 m hoch, 3 m Durchmesser
Entfernung: 6 m
Höhe: 6 m
Zeugen: 2
Primärquelle: I. Granchi, FSR, 29/2, 1983, S. 10-12
Quelle: dto.
Besonderheiten: Ein Nachbar der Zeugen berichtet, dass sein Fernsehempfang während der ganzen Zeit gestört war.

Ort: Estonia Island, Estland
Datum: Ende Aug. 1980 **Zeit:** 18 Uhr
Dauer: mehrere Minuten
Objektzahl: 2

Objektform: a) Zylinder der sich in Scheibe verwandelt, b) Kasten
Farben: a) farbige Streifen laufen auf dem Objekt, b) grau
Größe: a) 2 m, b) 50 cm
Entfernung: 20 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: H. Virtamen, FSR, 29/2, 1983, S. 12-13
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Zeuge sieht einen farbig leuchtenden Zylinder am Boden stehen. Neben diesem steht ein 50 cm hoher Metallkasten. Aus diesem wird ein orangefarbener *„Lichtstrahl"* auf ihn gerichtet, der ihn lähmt und ihn „langsam nach hinten umwirft." Auf dem Rücken liegend sieht der Zeuge, wie sich der Zylinder in eine Scheibe mit Kuppel und schwarzer Unterseite verwandelt und plötzlich *„verschwindet"*. 20 Minuten danach wird dem Zeugen schlecht.

Ort: Berkshire bei London, UK
Datum: 14.10.1983 **Zeit:** 18.15 Uhr
Dauer: 15 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kegel
Farben: grau, ein grünes und ein rotes Licht
Größe:
Entfernung: 10 m
Höhe: 5 m
Zeugen: 1
Primärquelle: FSR, 29/2, 1983, S. 18-19
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als sich das Objekt vor den Wagen der Zeugin postierte, gingen Scheinwerfer und Autoradio aus. Das Wageninnere wurde grün ausgeleuchtet. Die Zeugin weiß, dass das Objekt den stehenden Wagen etwa 30 Sekunden lang mehrmals umkreiste und dann davon flog. Sie erinnert sich aber nicht, was während der 15 Minuten passiert war.

Ort: 24 Meilen nördlich von Denver, Colorado, USA
Datum: 19.11.1980 **Zeit:** 23.45 Uhr
Dauer: 60 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugelkalotte (unter Hypnose erinnert)
Farben: intensiver blauer Strahl
Größe: (20 m)
Entfernung:
Höhe: (20 m)
Zeugen: 2
Primärquelle: R. Sigismund, „International UFO Reporter", CUFOS

Quelle: R. Sigismund, FSR, 29/2, 1983, S. 21-26
Besonderheiten: Die Zeugen werden in ihrem Wagen von einem hellen blauen Licht umhüllt. Gleichzeitig ertönt ein zischendes Geräusch, laut *„wie ein Düsenflugzeug"* Die Scheinwerfer gingen aus, und das Radio ließ nur Rauschen hören. Die rechten Räder des Kombiwagens hoben von der Straße ab. Plötzlich waren das Geräusch und das blaue Licht weg und der Wagen fuhr mit 70 km/h weiter. Inzwischen war eine Stunde vergangen. Der Zeuge hatte Gleichgewichtsstörungen. Seine Frau entdeckte ein rechteckiges Mal am Bauch. Beide wurden krank. Unter Hypnose erinnerte sich der Mann an eine Abduktion der beiden mit ihrem Kombiwagen.

Ort: Havsa, Türkei
Datum: 15.01.1982 **Zeit:** 21.35 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 2
Objektform: Teller
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen:
Primärquelle: Haluk Egemen Sarikaya, FSR, 19/3, 1984, S. 18-21
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als die Objekte über der Stadt gesehen wurden, versagten Fernseher und Radios, und die Lichter in einigen Häusern gingen aus.

Ort: Aksaray, Türkei
Datum: 21.11.1981 **Zeit:** 19.30 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: 2
Farben: grünlich
Größe: *„riesig"*
Entfernung:
Höhe: 800 – 1000 m
Zeugen: mehrere
Primärquelle: Haluk Egemen Sarikaya, FSR, 29/3, S. 18-21
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als ein Offizier sein Hauptquartier über die Sichtung informieren wollte, funktionierte sein Walki-Talki nicht.

Ort: North Denver, UK
Datum: Mai 1957 **Zeit:** 6 Uhr
Dauer: Minuten
Objektzahl: 1

Objektform: *„U-Boot"*
Farben: blau-fluoreszierend
Größe: 15 m
Entfernung: 90 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: R. Farrow, FSR Case Histories," Supplement 8, Dez. 1971, S. 16; Sup. 13, Feb. 1973, S. 16
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Der Zeuge näherte sich dem Objekt bis auf 90 m. Dann hinderte ihn eine unsichtbare Barriere am Weitergehen. Nach dem Abflug des Objekts wurde ein 15 m Durchmesser großer schwarzer verbrannter Kreis am Boden gefunden. Die Uhr des Zeugen ging 20 Minuten nach.

Ort: Süd-Missouri, USA
Datum: 14.02.1967 **Zeit:** 7 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„umgekehrter Suppenteller"*
Farben: grau-grün, am Rand blitzten verschiedene Farben auf
Größe: 4 – 4,50 m Durchmesser, 1,80 m hoch
Entfernung: 5 m
Höhe: steht auf 70 cm hohem Schaft
Zeugen: 1
Primärquelle: Ted Phillips, „FSR Case Histories," Supplement 8, Dez. 1971, S. 10-11
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Der Zeuge wirft aus rd. 10 m einen Stein auf das Objekt. Der fällt 4,50 m weit und dann senkrecht nach unten. Dasselbe passiert bei einem 2. Steinwurf. Dann nähert sich der Zeuge und wird 4,50 m vor dem Objekt von einer unsichtbaren Kraft am Weitergehen gehindert.

Ort: Itaperuna, Rio de Janeiro, Brasilien
Datum: 7.02.1969 **Zeit:** 20 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: abgeflachte Kugel
Farben:
Größe:
Entfernung: 100 m
Höhe: 3 m
Zeugen: 2
Primärquelle: Dr. W. Bühler, „FSR Case Histories", Supplement 9 (Juni 1971), S. 10

Quelle: dto.
Besonderheiten: Die beiden Zeugen gehen auf das Objekt zu, werden aber im Abstand von rd. 100 m vom Objekt von einer *„unsichtbaren Wand“* aufgehalten.

Ort: Awanui, Neuseeland
Datum: 22.02.1969 **Zeit:** 1 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Licht
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: ein Maori
Primärquelle: Anthony J. Brunt, FSR, 15/4, Juli/Aug. 1969, S.29-30
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Zeuge sah ein helles Licht hinter Bäumen. Vor den Bäumen befanden sich zwei kleine männliche Gestalten und eine Frau, die vor ihnen lag. Als sich der Zeuge zu den Männern begab, traf er auf eine unsichtbare Kraft, die wie ein Balken gegen seinen Bauch drückte. Als er nach einem der Gestalten greifen wollte, erreichte er nur einen Abstand von 30 cm von diesem. Dann lief der Zeuge fort. Drei Wochen lang war er danach ungewöhnlich müde.

Ort: Itajuba, Minas Gerais, Brasilien
Datum: Mai 1969 **Zeit:** nachts
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„helles Objekt“*
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe: ca. 50 m
Zeugen: 1
Primärquelle: Dr. W. Bühler, „FSR Case Histories“, Supplement 7 (Oft. 1971), S. 15
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Wagen des Zeugen stieß gegen eine *„unsichtbare Wand“* und blieb stehen, obwohl sich die Räder weiterdrehten. Die Scheinwerfer gingen aus. Als das Objekt fortflog, gingen die Scheinwerfer wieder an. Die Lichter der Stadt gingen aus als das Objekt darüber flog.

Ort: Itaperuna, Rio de Janeiro, Brasilien
Datum: Mai 1971 **Zeit:** abends
Dauer: mehrere Minuten

Objektzahl: 1
Objektform: *„umgedrehter Suppenteller"*
Farben:
Größe:
Entfernung: 10 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 2
Primärquelle:
Quelle: G. Creiogton, FSR, 18/2, (März/April 1972), S. 13
Besonderheiten: Als ein Farmer auf einen gelandeten großen Teller zuging, konnte er in einem Abstand von 10 m zu diesem nicht mehr weitergehen. Er fühlte sich *„halb taub"* und verlor jeden Sinn für Zeit. Sein Neffe lief zu ihm. Als er ihn erreichte, hielt ihn das unsichtbare Hindernis ebenfalls auf. Er fiel und blieb für mehrere Stunden bewusstlos liegen. An der Stelle, über der sich das Objekt aufgehalten hatte, war das Gras verbrannt.

Ort: Duluth, Minnesota, USA
Datum: 7.10.1973 **Zeit:** 23.15 Uhr
Dauer: 15 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe mit Kuppel
Farben: Unterseite rot, oberer Teil grünlich
Größe:
Entfernung: 6 m
Höhe: 20 m
Zeugen: 4
Primärquelle: „A.P.R.O. Bulletin", 22/3, (Nov./Dez. 1973), S.1 und 4
Quelle:
Besonderheiten: Aus einer diffusen silberfarbenen Wolke über einem Baum kam 15 Minuten später eine Scheibe hervor und bewirkte, dass die Straßenbeleuchtung ausging. Eine Zeugin ging bis auf 6 m an den Baum heran, über dem der Teller schwebte, als sie auf eine *„unsichtbare Wand"* stieß. Sie versuchte mehrmals vergeblich, das Hindernis zu überwinden.

Ort: Fort Sant Jones, Britisch Columbien, Kanada
Datum: 3.11.1977 **Zeit:**
Dauer: > 1 Stunde
Objektzahl: 1
Objektform: Halbkugel
Farben: aus dem Objekt kommen blaue Funken
Größe:
Entfernung:
Höhe: 20 m
Zeugen: 2

Primärquelle: W.K. Allan, FSR, 24/3, (Nov. 1978), S. 11
Quelle: dto.
Besonderheiten: Zwei Teenager wollten auf ein UFO zugehen, wurden aber von einer unsichtbaren Kraft daran gehindert, weiter zu gehen. Sie liefen zurück und wurden von dem Objekt verfolgt, als ob es mit den Teenagern spielen wollte.

Ort: Borisoglebsk, UdSSR
Datum: 16.06.1978 **Zeit:** nach 24 Uhr
Dauer: 45 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit transparenter Kuppel
Farben:
Größe:
Entfernung: 25 m
Höhe: am Boden
Zeugen: V. G. Paltsev
Primärquelle: „Fortean Times“, 33 (Herbst 1980), S. 30
Quelle:
Besonderheiten: Als sich Victor Patsev dem leuchtenden Teller bis auf 25 m genähert hatte, wurde er durch eine unsichtbare Kraft gestoppt und verlor das Bewusstsein. Seine Uhr blieb stehen. Als Paltsev wieder zu sich kam war das Objekt verschwunden, und seine Aktentasche lag neben ihm. Sie war so verschrumpelt, als wäre sie um Jahrhunderte gealtert. Unter Hypnose erinnerte sich Paltsev an eine Entführung.

Ort: Moskau, Russland
Datum: 15.06.1980 Zeit:
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„umgedrehte Schüssel mit transparenter Kuppel“*
Farben: rot
Größe:
Entfernung: 30 m
Höhe:
Zeugen: 3, Oberstleutnant Oleg Karyakin
Primärquelle: G. Creighton, FSR, 27/4, (Jah. 1982), S. 15-16
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als Karyakin zum Objekt gehen wollte, wurde er von einer unsichtbaren Barriere zurückgehalten.

Ort: Botucatu, Sao Paulo, Brasilien
Datum: 29.11.1982 **Zeit:** 1.50 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1

Objektform: Elevator
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe: am Boden
Zeugen: Joao Valerio da Silva
Primärquelle: A. Granchi, FST, 30/1, 1984, S. 22-25
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Der Zeuge wurde entführt. Seine Familie fand ihn gegen 5 Uhr früh bewusstlos und unbekleidet vor seinem Haus liegen. Sein Körper war von einer Art Öl bedeckt. Auf seiner Brust befand sich eine runde Wunde. Er war eiskalt. Seine Armbanduhr stand auf 4.20 Uhr. Er litt unter einem schweren Schock. An einem Baum, über dem das UFO schwebte, waren die Blätter an der Spitze verbrannt.

Ort: Jardim Alvorada bei Maringa, Brasilien
Datum: 13.04.1979 **Zeit:** 23.30 Uhr
Dauer: > 1 Stunde
Objektzahl: 1
Objektform: rund
Höhe: 3 m
Zeugen: 7, Jocellino (21) und Roberto (13) de Mattos
Primärquelle: A.J.Gevaerd, FSR, 30/2, S.17-25
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Zwei Brüder wurden auf dem Heimweg von einem leuchtenden Objekt verfolgt. Anstatt in die Straße einzubiegen, in der sie wohnten, wurden beide gezwungen, geradeaus über ein frisch gepflügtes Feld zu einem einsam stehenden Baum auf einem Hügel zu gehen, über dem das UFO schließlich schwebte. Dort angekommen verloren beide das Bewusstsein. Als sie wieder zu sich kamen, waren sie zu schwach, um aus eigener Kraft nach Hause zu gehen und mussten sich gegenseitig stützen. Zu Hause angekommen fielen beide in den Hausflur. Sie zeigten ihrer Mutter, Jocellinos Frau und ihren Brüdern das 330 m entfernt über dem Baum schwebende Objekt. Da traf Jocellino und Roberto ein *„Lichtstrahl“,* der sie beide wieder zu Boden warf und paralysierte. Die Familienangehörigen beobachteten um die Körper der Zeugen ein Leuchten, das im selben Rhythmus wie das Licht des UFO pulsierte. Als die Familienmitglieder die beiden berührten, erhielten sie so etwas wie elektrische Schläge. Unter Hypnose berichtete Jocellino, dass er mit einer UFO-Insassin Geschlechtsverkehr gehabt hätte.

Ort: Kocevje, Slowenien
Datum: Mai 1971 **Zeit:** 19.30 Uhr
Dauer: 4 – 5 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: eiförmig
Farben: rot

Größe: 7 – 10 m lang
Entfernung: 20 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 3, Angela Rahjs (13)
Primärquelle: Milos Krmelj, FSR, 30/3, 1985, S. 24-26
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Das Objekt stand auf drei Stelzen, die einen 15-20 cm tiefen Eindruck im Boden hinterließen. Diese Eindrücke hätten durch ein Gewicht von 15-20 Tonnen Gewicht erzeugt sein müssen. Das Gras war stellenweise verbrannt.

Ort: Barahona, Provinz Soria, Spanien
Datum: 5.02.1978 **Zeit:** 6.40 Uhr
Dauer: mehrere Stunden
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: silbern-metallisch
Größe: 60-70 m Durchmesser, 15-20 m hoch
Entfernung: 0 m
Höhe: 4 m
Zeugen: Julio F.
Primärquelle: Antonio Ribera, FSR 30/Nr. 3, S. 4-11; Nr. 4, S. 2-11; Nr. 5, S. 2-8, 1985
Quelle: dto.
<u>Besonderheiten</u>: Julio F. fuhr mit seinem Hund zur Jagd. Gegen 6.40 Uhr stoppte sein Wagen. Autoradio und Scheinwerfer gingen aus. Seine Armbanduhr blieb stehen und ließ sich später nicht wieder reparieren. Über dem Wagen schwebte ein *„kräftiges Licht“*. Plötzlich war es heller Tag. Julio meinte, einen langen Traum gehabt zu haben, in dem er an Bord eines UFO Blut abgenommen bekam. Auch seinem Hund wurde Blut entzogen. Als Julio F. an sich und an seinem Hund Einstichstellen der Nadel einer Spritze entdeckte, entschloss er sich zu einer Hypnose. Dabei ergab sich, dass er offensichtlich von *„Menschen aus der Zukunft“* entführt worden war. Als er an das Objekt herangeführt wurde, roch die Luft stark nach Ozon. Sein Gewehr und sein Messer wurden im Objekt aufwärts gezogen.

Ort: über Minsk, UdSSR
Datum: Jan. 1985 **Zeit:** 4.10 Uhr
Dauer: Stunden
Objektzahl: 1
Objektform: rundes Objekt wird zum Würfel
Farben: grün
Entfernung: < 1000 m
Höhe: 10.000 m
Zeugen: Piloten und Passagiere einer TU - 134
Primärquelle: „Trud“, Moskau, 31.01.1985

Quelle: FSR, 30/4, 1985, S. 15-17
Besonderheiten: Piloten und Passagiere einer TU-134 (Flugnummer 8352) beobachteten wie ein großer *„Stern“* drei Lichtstrahlen zu Boden richtete und dann auch auf die Maschine. Der Stern verschwand mit einem Blitz und hinterließ eine grün leuchtende Wolke. Die *„Wolke“* näherte sich der Maschine und begleitete sie bis Tallin. Das Objekt wurde vom Bodenradar und vom Bordradar einer entgegenkommenden Maschine registriert. Die elliptische Wolke nahm plötzlich eine rechteckige Form an und dann die eines Flugzeugs ohne Flügel mit einem Ball dort, wo das Cockpit eines Flugzeugs sein müsste.

Ort: Pelotas, Rio Grande do Sol, Brasilien
Datum: 2.03.1978 **Zeit:** a) 20 Uhr, b) 3 Uhr
Dauer: 5 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: rund
Entfernung: a) 500 m, b) 0
Höhe: a) 100 m, b) 3 m
Zeugen: a) hunderte, b) José Ignacio Alvaro
Primärquelle: Edgardo R. Fontanet, FSR, 30/5, 1985, S. 26-27
Quelle: dto.
Besonderheiten:
a) Als ein leuchtendes rundes Objekt niedrig über Pelotas flog, fiel die Stromversorgung aus, und die Stadt lag im Dunkeln.
b) Das Objekt landete vor dem Elternhaus des Zeugen. Ihn traf ein blauer Lichtstrahl, der bewirkte, dass sein ganzes Leben vor seinem geistigen Auge abzulaufen schien. Nach wenigen Minuten wurde er bewusstlos. Als er zu sich kam, lag er etwa 1000 m vom Elternhaus entfernt auf einer Wiese. Unter Hypnose erinnerte er sich an eine Entführung und an den Geschlechtsverkehr mit einer völlig menschlichen Insassin des UFO.

Ort: Talavera La Real AFB, Spanien
Datum: 12.11.1976 **Zeit:** 1.45 Uhr
Objektzahl: 1
Objektform: rund
Farben:
Größe: etwa 100 m Durchmesseer
Entfernung: 100 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 3, Hauptzeuge: José Maria Trejo
Primärquelle: Juan José Benitez, FSR, 30/6, 1985, S. 10-13; Geneviève Vanquelaf, S. 14-17
Quelle: dto.
Besonderheiten: Drei Wachsoldaten mit Schäferhund suchten die Ursache eines ohrenbetäubend lauten Zischens, das mit Unterbrechungen auftrat. Sie entdeckten ein

riesiges helles Objekt, aus dem eine große Gestalt (2 m) herauskam, die in grünem Licht leuchtete. Telefon- und Radiokontakte fielen aus. José Trejo wollte auf die Gestalt schießen, fiel aber auf den Boden. Der Hund sprang in die Luft und wurde verbrannt, noch ehe er zu Boden fiel. Die beiden anderen Soldaten, die weiter entfernt standen, gaben etwa 50 Schüsse auf die Gestalt ab, die sich in Nichts auflöste. Später ließen sich keine Patronenhülsen finden. José Trejo war sehr schwach, hatte Kopfschmerzen, verlor öfters das Bewusstsein und wurde längere Zeit im Krankenhaus behandelt.

Ort: Bourks Flat, Victoria, Australien
Datum: 4.04.1960 **Zeit:** 19.50 Uhr
Dauer: 1 Minute
Objektzahl: 1
Objektform: Kegel
Farben: weiß, mit farbigen Lichtern
Größe: 10 m hoch, 6 m Durchmesser oben, 4.5 m unten
Entfernung:
Höhe: am Boden
Zeugen: Ron Sullivan
Primärquelle: V. Godic, „UFO Research Australia Newsletter“, 5/3, Mai/Juni 1984
Quelle: Bill Chalker, FSR, 32/4, 1987, S. 2-7
Besonderheiten: Das Licht der Autoscheinwerfer wurde auf das Objekt abgelenkt, obwohl der Wagen langsam (10 km/h) in eine andere Richtung fuhr. Das Objekt sackte von oben nach unten zusammen und war verschwunden. Später entdeckte die Polizei von Victoria im umgepflügten Acker einen rd. 1 m Durchmesser großen Abdruck im Boden.

Ort: White Acres, Rosedale, Victoria, Australien
Datum: 30.09.1980 **Zeit:** zwischen 1 und 1.50 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Glocke
Farben: unterer Teil orange, Kuppel weiß
Größe: 10 m
Entfernung: 50 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: Paul Norman, FSR, 31/2, 1986, S. 20-21
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Zeuge wurde durch das wilde Verhalten seiner Pferde geweckt. Als er nach draußen ging sah er wie ein leuchtendes Objekt zur Koppel mit dem 1200 m entfernt stehenden Wassertank flog und über diesem schweben blieb. Nach einiger Zeit landete es 30 m neben dem Tank. Der Zeuge fuhr mit seinem Motorrad zum Wassertank. Im Abstand von 50 m zum Objekt verspürte er einen Hitzeschwall. Das

Objekt flog aufwärts und ließ dabei mehrere Steine fallen. Der zuvor halbvolle Wassertank war nahezu leer. Der Zeuge bekam starke Kopfschmerzen und litt wochenlang unter Schlafstörungen.

Ort: Cheesefoot Head bei Winchester, Hampshire, UK
Datum: Aug. 1980 **Zeit:** abends
Dauer: 6 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Fenster
Farben: grau
Größe: *„gigantisch"*
Entfernung:
Höhe: am Boden
Zeugen: 3, Hauptzeuge: Frank Barnes
Primärquelle: „Winchester Gazette", 20.08.1987
Quelle: F.C. Taylor, FSR, 32/6, 1987, S. 15-16
Besonderheiten: Das Objekt hinterließ einen kreisrunden Abdruck im Kornfeld. Solange das Objekt am Boden stand konnte keines der 3 Autos starten. Das leise summende Objekt flösste allen Zeugen Angst ein. Der Hund von Mr. Barnes weigert sich seitdem, in die Nähe des Landeplatzes zu gehen.

Ort: Gebiet um Schanghai, China
Datum: 27.08.1987 **Zeit:** zw. 19.50 und 20.30 Uhr
Dauer: einige Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: rotierender Schirm
Farben: gelb-orange
Größe: 5 – 6 m
Entfernung:
Höhe: 4000 – 5000 m
Zeugen: > 60
Primärquelle: „Xinhua News Agency", 28.08.1987
Quelle: G. Creighton, FSR, 32/6, 1987, S. 18-23
Besonderheiten: Die Stromversorgung fiel für eine Minute aus. *„Most people's wrist watches stopped."*

Ort: Bogota, Columbien
Datum: 1975 **Zeit:** 4 Uhr
Dauer: Minuten
Objektzahl: 5
Objektform: Scheiben
Farben:
Größe: 4 m Durchmesser
Entfernung:

Höhe: 1000 – 1200 m
Zeugen: 2
Primärquelle: Dr. J. Vallée, FSR, 32/6, 1987, S. 22-26
Quelle: dto.
Besonderheiten: Eine Scheibe, die Schwierigkeiten mit ihrer Flugbalance zu haben schien und am Himmel torkelte, verlor eine leuchtende metallische Flüssigkeit, die auf die regennasse Straße fiel. Vier Scheiben schienen ihr zu Hilfe zu kommen. Mit der von ihnen umgeben Scheibe flogen alle davon. Bei dem herabgeflossenen geschmolzenen Material handelte es sich um 93,72 % Aluminium, 4,75 % Phosphor, 0,91 % Eisen und 0,6 % Spurenelemente. Eigenartigerweise enthielt das 5,1 cm lange, 3,3-3,9 cm breite und 0,7 cm dicke Material keine Fluoride, schwere Metalle und Wasser.

Ort: Mirassol, Sao Paulo, Brasilien
Datum: 18.06.1979 **Zeit:** 3 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel auf 3 Stelzen
Farben: metallisch-grau
Größe: 2- 2,5 m
Entfernung: 60 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 3, Hauptzeuge: Antonio Calros Fereira
Primärquelle: „OVNI Documento“, Nr. 7 1979, Brasilien
Quelle: I. Granchi, FSR, 30/1, 1984, S. 14-22
Besonderheiten: Der schwarze Wachmann A. C. Ferreira kam mit seinem Hund vom Dienst und wollte eine Dusche nehmen, als er ein dumpf brummendes Geräusch hörte. Etwa 60 m von ihm entfernt landete eine Kugel. Er lief auf die Veranda, wo er 3 Wesen von 1,20 m Größe begegnete. Einer von diesen richtete einen roten *„Lichtstrahl“* auf die Brust des Zeugen und paralysierte ihn. Dann trugen ihn die Wesen zur Kugel, und Antonio Ferreira verlor das Bewusstsein. Zwei Stunden später kam er im Bad wieder zu sich. Sein linker Arm zeigte Verbrennungen und einen Einstich einer Injektionsspritze. Gegen 3 Uhr früh war das Fernsehgerät einer Nachbarin ausgefallen. Wo das Objekt gestanden hatte, befanden sich drei tiefe Löcher von den Stelzen. Unter Hypnose berichtete Ferreira, dass er an Bord des UFO von einer hässlichen schwarzen Frau vergewaltigt wurde. Der Zeuge erlebte später noch mehrere Entführungen.

Ort: Tarrasa, Spanien
Datum: 30.11.1985 **Zeit:** 4.20 Uhr
Dauer: 90 Minuten
Objektzahl: 2
Objektform: Zigarre
Farben: a) blau-weiß

Größe: a) 9000 m Radarmessung (!), b) 20 m
Entfernung:
Höhe: 200 – 3000 m
Zeugen: visuell: mehrere im Barcelona Air Traffic Control Center und milit. Luftraumüberwachung
Primärquelle: „Cuadernos de Ufologica," IV, 15 (März 1986)
Quelle: J.P. Crivillén, FSR, 22/1, 1986, S. 2-5
Besonderheiten: Genaue Berechnungen und Abgleich der zivilen und militärischen Radaraufzeichnungen ergaben eine Größe des Objektes von rd. 9 km Länge. Das Riesenecho erschien plötzlich und verschwand vom Radarschirm ohne sich darauf zur Peripherie zu bewegen.

Ort: „Großstadt in Kalifornien", USA
Datum: 26.02.1986 **Zeit:** *„früh am Morgen"*
Dauer: mehrere Minuten
Objektzahl: 22
Objektform: stabförmig
Farben: grau
Größe: a) 2,5 m, b) 1 m lang, 10 cm breit
Entfernung: a) 20 m, b) 2 m
Höhe: a) 20 m, b) 1 m
Zeugen: 1
Primärquelle: G. Creighton, FSR, 32/2, 1987, S. 23-24
Quelle: dto.
Besonderheiten: Die Zeugin beobachtete das längliche Objekt vom Fenster aus und war für einige Minuten paralysiert. Danach sah sie das Objekt über einem in der Nähe stehenden Baum und fortfliegen. Ein kleineres Objekt flog auf sie zu, und die Zeugin verlor das Bewusstsein. Einige Zeit später wachte sie auf und fand sich vor ihrer Haustür liegend wieder. Elf Tage lang hatte sie starke Kopfschmerzen. In der Leistengegend entdeckte sie einen roten juckenden Fleck.

Ort: Arica Region, Chile
Datum: 19.08.1985 **Zeit:** *„am frühen Morgen"*
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: rund
Farben: rot-violett
Größe: 20 m Durchmesser
Entfernung: 500 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: „Ultima Hora", Majorca, Chile, 21.08.1985
Que**lle:** FSR, 31/6, 1986, S. 25
Besonderheiten: Ein LKW-Fahrer sah ein riesiges Objekt auf einem nahen Berg lan-

den. Die Bewohner fanden dort später ein rd. 20 m Durchmesser großes Gebiet in dem das Gras verbrannt war.

Ort: Cuers bei Toulon, Frankreich
Datum: 1971 **Zeit:** 1.30 Uhr
Dauer: ca. 3 Stunden
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: orange
Entfernung: 15 – 30 m
Zeugen: 1
Primärquelle: Jean-Louis Forest, FSR, 32/3, 1987, S. 8-10
Quelle: dto.
Besonderheiten: Das Autoradio hatte keinen Empfang mehr. Vor dem Wagen des Zeugen erschien eine große orange leuchtende Kugel. Der Motor begann zu stottern und fuhr nur noch sehr langsam. Die Bremsen funktionierten nicht mehr. Der Fahre spürte wie sein Wagen in die Luft gehoben wurde. Plötzlich ging das Licht über ihm aus, und der Wagen wurde aus einigen Metern Höhe auf die Straße fallen gelassen. Der Ersatzreifen wurde auf die Straße geschleudert. Vorbeikommende Fahrer schleppten den defekten Wagen ab nach Toulon, wo der Fahrer gegen 6 Uhr eintraf. Seiner Meinung nach hatte der Vorfall nur 5 – 6 Minuten gedauert, und die Heimfahrt 45 Minuten. Es waren aber rd. 3 Stunden vergangen.

Ort: Drome, Frankreich
Datum: 11.06.1976 **Zeit:** 1.30 Uhr
Objektzahl: 1
Objektform: Halbkugel
Farben: orange-rot
Entfernung: 20 m
Höhe: 3 m
Zeugen: 1
Primärquelle: „Le Dauphiné Libéré," 12.07.1976
Quelle: G. Creighton, FSR, 32/3, 1987, S. 10-13
Besonderheiten: Das Auto der Zeugin blieb plötzlich stehen, und die Lichter gingen aus. Vor ihrem Wagen schwebte ein Objekt, von dem 3 Streben zum Boden reichten. Die Zeugin hielt die Hände vor ihre Augen. Als sie diese wieder fortnahm war das helle Objekt verschwunden. Die Zeugin kam um 4 Uhr zu Hause an. Im Gedächtnis fehlten ihr 2 Stunden. Unter Hypnose erinnerte sie sich an eine Abduktion durch kleine Wesen.

Ort: Abbiate Guazzone, Provinz Varese, Italien
Datum: 24.04.1950 **Zeit:** 22.00 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1

Objektform: abgeflachte Kugel
Farben: dunkel, zeigt metallische Reflexionen
Größe: auf Stelzen 7 – 8 m hoch
Entfernung: ca. 10 m
Höhe: am Boden
Zeugen: Bruno Faccini
Primärquelle: Dr. Roberto Pinetti, Italian National UFO Centre: „Notiziare UFO“, Nr. 104, März 1985
Quelle: Antonio Giudici, FSR, 32/4, 1987, S. 8-13
Besonderheiten: Der Zeuge sah wie eine Art Elevator aus dem Objekt zu Boden gelassen wurde. Auf diesem stand eine 1,70 m große Gestalt mit Raumanzug. Sie verwendete eine Art Schweißbrenner, um etwas an der Hülle auszubessern. Als 2 weitere Gestalten aus dem Objekt stiegen bekam der Zeuge Angst und lief davon. Da traf ihn ein Lichtstrahl am Rücken, der ihn zu Boden warf. An dieser Stelle war die Haut schwarz gefärbt, und die Stelle schmerzte. Später wurden am Boden im Abstand von je 6 m vier Abdrücke von rd. 1 m Durchmesser und Stücke des beim Schweißen geschmolzenen Metalls gefunden, das sich als Bronze erwies (74,33 % Kupfer, 19,38 % Zinn, 4,92 % Blei, 0,52 % Antimon, 0,33 % Zink, 0,08 % Nickel, 0,02 % Eisen).

Ort: Volpago di Montello, Treviso Italien
Datum: Juni 1982 **Zeit:** 4 Uhr
Dauer: 4 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: dunkle Masse mit 2 Lichtern
Farben: spiralig rotierende Lichter: rot
Größe: 4 – 5 m lang, 2 m breit
Entfernung:
Höhe: 10 m
Zeugen: Zulimo Toffoli
Primärquelle: Antonio Chiumiento, FSR, 32/4, 1987, S. 23-25
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Besitzer einer Hühnerfarm wurde von einer Alarmsirene geweckt, die sich am Überwachungshäuschen befand. Als er die Ursache des Alarms feststellen wollte, sah er einen Lichtstrahl auf das Dach der Inspektionskabine gerichtet. Zwei kleine rote spiralförmig rotierende Lichter befanden sich 6 – 7 m über Grund. Die Alarmanzeige wurde für dasjenige Hühnerhaus gegeben, über dem sich das dunkle Objekt befand. Die Temperatur war dort unter 18° C gefallen anstelle des eingestellten Minimalwertes von 20° C.

Ort: Bois-de-Champ bei Bruyères, Nord-Frankreich
Datum: Ende April 1954 **Zeit:** nachmittags
Dauer:
Objektzahl: 3

Objektform: oval
Farben: grau-metallisch
Größe: > 200 m lang, 80 – 100 m breit
Entfernung: wenige cm
Höhe: wenige cm
Zeugen: 2, Hauptzeuge: Roger Mougcolle
Primärquelle: Joel Mesnard, „Lumières dans la Nuit“, Nr. 275/276, Mai/Juni 1987
Quelle: Joel Mesnard, FSR, 32/5, 1987, S. 16-18
Besonderheiten: Der Zeuge ging auf das Riesending zu, berührte es (es machte den Eindruck von kaltem Stahl). Dann schlug er mit seiner Axt (mit der stumpfen Seite) gegen die Wandung. Augenblicklich wurde er 6 m weit fortgeschleudert von einer Kraft, die *„auf jeden Teil seines Körpers gleichzeitig wirkte“* und blieb solange gelähmt liegen, bis das Objekt davon flog.

Ort: Traviso, Italien
Datum: 18.06.1979 **Zeit:** 11.30 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Zylinder
Farben: schwarz mit azurblauem Schweif
Größe: 8 m lang, 3 m breit
Entfernung: 80 m vom Flugzeug entfernt
Höhe: einige 1000 m Höhe
Zeugen: mehrere im Control-Tower St. Angelo Military Airport at Treviso, Hauptzeuge: Pilot Giancarlo Cecconi
Primärquelle: „La Tribuna“, Treviso, 25.08.1984
Quelle: Antonio Chiumiento, FSR, 33/1, 1988, S. 1-4
Besonderheiten: Ein unbekanntes Objekt wurde vom Radar erfasst. Der Pilot Cecconi wurde in die betreffende Gegend dirigiert. Er machte rd. 80 Fotos von dem Objekt, das stationär in der Luft blieb. Das Objekt verschwand plötzlich sowohl visuell als auch auf dem Radar.

Ort: Zakopane, Polen
Datum: 17.01.1979 **Zeit:** 6.07 Uhr
Dauer: 3 - 4 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: gelb
Größe: *„etwas kleiner als der Mond“*
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: Josef Kojs
Primärquelle: „Lumières dans la Nuit“, Nr. 271/272 (Jan./Febr. 1987), Nr. 273 (März/April 1987)

Quelle: Bronislaw Rzepecki, FSR, 33/1, 1988, S. 4-9
<u>Besonderheiten</u>: Im Zakopane-Elektrizitätswerk fielen die 24 Volt und die 220 Volt Akkumulatoren aus. Auch die Taschenlampe des Zeugen leuchtete beim Einschalten nicht. Die Turbogeneratoren liefen, produzierten jedoch keinen Strom, als eine helle Kugel über das Kraftwerk flog. Als es vorübergeflogen war, arbeiteten alle Generatoren sowie die Taschenlampe wieder normal

Ort: Piastow, Polen
Datum: 22.05.1979 **Zeit:** 22 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„Eishokey-Puck"*
Farben: schwarz mit blauem Hof um das Objekt
Größe: 3 m
Entfernung: 3 m
Höhe:
Zeugen: 1
Primärquelle: „Lumières dans la Nuit", Nr. 271/272 (Jan./Febr. 1987), Nr. 273 (März/April 1987)
Quelle: Bronislaw Rzepecki, FSR, 33/1, 1988, S. 4-9
<u>Besonderheiten</u>: Auf der Oberfläche des Objektes bildeten sich grüne geometrische Formen. Als der Zeuge in seinem Gesicht eine große Hitze verspürte, lief er davon. Im Bett liegend hatte er das Gefühl als presse ein schweres Gewicht auf seinen Kopf. 14 Tage später erschienen Brandwunden in seinem Gesicht und schmerzhafte kleine Abszesse.

Ort: Tingsryd, Schweden
Datum: Juli 1987 **Zeit:** 1 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 2
Objektform: Scheiben
Farben:
Größe: 75 m Durchmesser, 10 m hoch
Entfernung:
Höhe: am Boden
Zeugen: Don Johnson
Primärquelle: „Sunday Sport", London, 12.07.1987
Quelle: FSR, 33/1, 1988, S. 18
<u>Besonderheiten</u>: Ein LKW-Fahrer sah ein unbekanntes Objekt über der Straße schweben. Er fuhr nach Hause, informierte die Polizei, holte seinen Fotoapparat und fuhr zurück an die betreffende Stelle. Diesmal landete das Objekt direkt vor seinem Wagen, dessen Motor ausging. Drei 1,70 m große Gestalten kamen und versuchten, den Fahrer aus der Kabine zu zerren. Als sich ein anderes Auto näherte, liefen die Gestalten zurück ins UFO, das fortflog. Der Zeuge war so aufgeregt und durcheinan-

der, dass ihn die Polizei zunächst in eine Heilanstalt überstellte. Weitere Untersuchungen, auch mit einem Lügendetektortest, ergaben allerdings dessen geistige Gesundheit und Ehrlichkeit.

Ort: Nullarbor, Süd-Australien
Datum: 20.01.1988 **Zeit:** 4 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: spitz zulaufendes Ei
Farben: weiß
Größe: 2 m
Entfernung: 50 cm
Höhe: auf dem Wagendach
Zeugen: die Knowles-Familie (4) und ein LKW-Fahrer
Primärquelle: Paul Norman, „Australian UFO Bulletin", März 1988
Quelle: Pat Delgado, FSR, 33/2, 1988, S. 1-4
Besonderheiten: Ein leuchtendes Objekt landete auf dem Dach des fahrenden Wagens mit Mrs. Knowles und ihren 3 Söhnen. Die auf dem Wagendach untergebrachten Sachen verschwanden. Die Hunde im Wagen wurden wild vor Furcht. Der Wagen wurde angehoben und wieder fallen gelassen, wobei ein Reifen platzte. Während der Wagen in der Luft war, hörten sich alle Stimmen der Zeugen an als würden sie in Slow-Motion gesprochen. Der Wagen wurde mit einem schwarzen Pulver bedeckt. Im Wageninneren bildete sich Rauch und es roch verbrannt. Ein entgegenkommender LKW-Fahrer beobachtete den Vorfall. Die Zeugen konnten lange Zeit danach weder essen noch schlafen.

Ort: San Clemente, Spanien
Datum: 24.03.1974 **Zeit:** 23.30 Uhr
Dauer: 14 – 17 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: 2 *„offene Schirme gegeneinander"*
Farben: dunkelgrün
Größe: 4 m lang, 3 m hoch
Entfernung: 70 m
Höhe: am Boden auf 3 Stelzen (1 m lang)
Zeugen: 1
Primärquelle: Vincente Ballester Olmos, FSR, 33/4, 1988, S. 16
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als das Objekt startete, wurde Sand und Erde in die Luft geschleudert. 30 Minuten später entdeckte ein Schäfer einen Kreis mit verbranntem Gras und 3 Löcher im Boden (30 cm Durchmesser, 20 cm tief), aus denen noch Rauch austrat. Die Ränder der Löcher waren so zusammengeschmolzen wie es eine Temperatur von 2000 – 3000° C erzeugt haben könnte.

Ort: Quixa dá Brasilien
Datum: 23.04.1976 **Zeit:** 7 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe: 10 m
Zeugen: Luiz Fernandes Barros (52)
Primärquelle: Bob Pratt, FSR, 34/1, 1989, S. 7-12
Quelle: dto.
Besonderheiten: Ein Bauer wurde von einem *„Lichtstrahl"* aus einem leuchtenden Objekt über ihm getroffen. Er verlor das Bewusstsein. Als er wieder zu sich kam war das Objekt verschwunden. Er wurde krank, hatte Kopfschmerzen, musste sich übergeben und hatte Durchfall. Ärzte und Psychiater fanden keine Ursache für seinen geistigen Verfall. Nach 3 Monaten wurde sein Haar plötzlich weiß. Nach 6 Monaten verlor er sein Gedächtnis vollkommen.

Ort: Gerona, Cataluna, Spanien
Datum: 16.07.1973 **Zeit:** 6.30 Uhr
Dauer: 12 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Ei
Farben: oben grün, unten orange und rot
Größe: 20 m hoch, 10 m breit
Entfernung: 100 m dann 10 m
Höhe: ca. 1000 m
Zeugen: ein Pilot
Primärquelle: CEI's „Stendek", Bulletin Nr. 14, 1988, S. 2-5
Quelle: J. Plana Crivillén, FSR, 34/1, 1989, S. 15-23, Fall: 10
Besonderheiten: In der gesamten Region gab es einen elektrischen Blackout. Der Pilot einer Cessna bemerkte, dass sein Radarkontakt mehrmals ausfiel. Das Objekt verhinderte, dass die Cessna ihre Höhe reduzieren konnte.

Ort: a) Valencia und Murcia, b) Huesca, c) Columbretes und und Minorca, Spanien
Datum: 12.11.1979 **Zeit:** 2.10 – 3.40 Uhr
Dauer: 90 Minuten
Objektzahl: 3
Objektform: Lichter
Farben: a) rot, b) grün – weiß – rot, c) weiß
Größe:
Entfernung:

Höhe: a) 4200 m, b) 2400 m, c) 6000 m
Zeugen: Milit. Radaroperatoren und Pilot Fernando Cámara
Primärquelle: J.J. Benitez, „Incidente en Manires“, in „Coleccion Realismo Fantastico“, Barcelona, 1982
Quelle: J. Plana Crivillén, FSR, 34/1, 1989, S. 15-23, Fall 15
Besonderheiten: Der Pilot einer Mirage F-1 konnte die Objekte mit seinem Bordradar nicht detektieren, wohl aber eine kommerzielle Maschine. Als er das Objekt (c) fotografieren wollte, war seine Kamera blockiert. Seine elektronischen Geräte versagten zeitweise, und ein lautes sirenenartiges Geräusch war auf allen Radiokanälen zu hören.

Ort: Lorraine, Ohio, USA
Datum: 25.09.1988 **Zeit:** 22.30 Uhr
Dauer: 10 – 15 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Dreieck
Farben: silbern, rotes Licht unterhalb, rotes und gelbes Licht an den Seiten
Größe: 6 m
Entfernung: *„It was so close I would have spat at it.“* (Decker)
Höhe: am Boden
Zeugen: 5, Hauptzeuge: Stanley Decker
Primärquelle: Thomas Olsen, FSR, 34/2, 1989, S. 11-12
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Wagen des Fahrers Stanley Decker hielt plötzlich von selbst an. Zwei ihm entgegenkommende Autos hielten ebenfalls. Die 5 Zeugen stiegen aus ihren Autos und besprachen sich. Erst nach einigen Minuten entdeckten sie im Wald neben der Straße ein metallisches dreieckiges Objekt. Als sich das Objekt langsam erhob sahen sie Lichter an dessen Unterseite. Die Baumwipfel bewegten sich unter diesem wie im Wind.

Ort: Charowsk, UdSSR
Datum: 24.04.1989 **Zeit:** 3 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Pilzform
Farben: grün-gelb
Größe: 2 m hoch
Entfernung: 5 m
Höhe: auf 5-6 Stelzen am Boden
Zeugen: Victor Prudnikow
Primärquelle: V.D. Musinskij, FSR, 35/3, 1990, S. 6-10
Quelle: dto.
Besonderheiten: Während der Fahrt hielt Prudnikows Wagen plötzlich an. In 5 m Abstand befand sich neben der Straße ein grün-gelb leuchtendes Objekt.

Ort: Westlich von Petrosawodsk, UdSSR
Datum: Febr. 1985 **Zeit:** nachts
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: rot mit Aura
Größe: 2 m
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: mehrere, Hauptzeuge: Sergej Orlov
Primärquelle: Prof. Dr. Juri Simakov, FSR, 35/3, 1990, S. 16
Quelle: dto.
Besonderheiten: Eine leuchtende rote Kugel setzte sich vor eine Diesellok und zog diese mit erhöhter Geschwindigkeit. Der Zugführer versuchte vergeblich, die Geschwindigkeit zu drosseln. Er musste die Bahnstationen über Funk informieren, dass er die Stationen mit erhöhter Geschwindigkeit durchfahren würde.

Ort: Langenberg, Saskatchewan, Kanada
Datum: Anf. Sept. 1974 **Zeit:**
Dauer: 15 Minuten
Objektzahl: 5
Objektform: Halbkugeln
Farben: Stahl
Größe: 3 m Durchmesser
Entfernung: 4,5 m
Höhe: 30 cm
Zeugen: Edwin Fuhr
Primärquelle: „The Edmonton Journal", Alberta, 4.09.1974
Quelle: G. Creighton, FSR, 35/3, 1990, S. III
Besonderheiten: Das Gras unter den Objekten drehte sich wie in einem Wirbelwind. Die Objekte stießen grauen Qualm aus. Im Gras blieben tiefe Wirbel zurück.

Ort: Schtschedrino, Russland
Datum: 15. / 16.06.1984 **Zeit:** 0.50 Uhr
Dauer: 25 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: *„Kuppel"*
Farben: milchig-weißes Licht
Größe: 20 m Durchmesser, 6 m hoch
Entfernung: 6 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 3, Hauptzeuge: A. Pyatkin
Primärquelle: V. Musinski, FSR, 36/1, 1991, S. 7-10
Quelle: dto.

<u>Besonderheiten</u>: Der Zeuge warf eine volle Streichholzschachtel gegen das Objekt. Daraufhin spürte er heftige Vibrationen. Als die Schachtel das Objekt erreichte, verschwand das Objekt, als wäre es nie vorhanden gewesen. Zwei Polizeibeamte auf ihren Motorrädern hatten das Objekt landen gesehen. Als sie näher heranfahren wollten, ließen sich ihre Motorräder nicht starten. Am nächsten Tag fand Herr Pyatkin seine Streichholzschachtel an der Landestelle. Alle Streichhölzer in der Schachtel waren verbrannt.

Ort: Coma de Vaca, Nuria, Spanien
Datum: Juni 1967 **Zeit:** Mitternacht
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Dreieck
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe: 10 m
Zeugen: 2
Primärquelle: J.M. Armengou, „El Notiziero Universal“, 22.11.1967
Quelle: Antonio Ribera, FSR, 36/4, 1991, S. 21-23
<u>Besonderheiten</u>: Zwei Studenten wachen in ihrem Zelt auf, weil sie eine eisige Kälte fühlten. Beide glaubten, ihr Herz würde zu schlagen aufhören. In Panik verließen sie das Zelt. Draußen sahen sie ein großes Dreieck über ihnen schweben.

Ort: Poiana, Moldawien, Rumänien
Datum: 20.10.1990 **Zeit:** 21.30 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Projektil
Farben:
Größe: 50 m lang, 12 m hoch
Entfernung:
Höhe: 100 m
Zeugen: mehrere, Hauptzeuge: V. Atodiresei
Primärquelle: „Opioonia Studenteasca“, Nr. 47, Nov. 1990, Iasi, Moldawien
Quelle: F. Gheorgita, FSR, 37/1, 1992, S. 7-10
<u>Besonderheiten</u>: Von dem Objekt gingen 2 Scheinwerfer aus, deren Strahlbreiten am Objekt 1-2 m Durchmesser und am Boden rd. 20 m hatten. Außerdem richtete es 4 schmale Lichtstrahlen zu Boden und auf den Zeugen. Einer der Lichtstrahlen verbog sich für einige Sekunden. Das Objekt flog fort und kam mehrere Male zurück. Immer wenn es wieder erschien fiel die gesamte Stromversorgung aus. Die Elektrizitätswerke stellten fest, dass auch während der Unterbrechung der Stromversorgung, dem Netz Energie entzogen worden war.

Ort: Santiago de Chile
Datum: Winter 1978   **Zeit:**
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 1
Primärquelle: „El Dia", 28.08.1990, La Plata, Buenos Aires Provinz, Argentinien
Quelle: A. Agostinelli, FSR, 37/1, 1992, S. 15-19
Besonderheiten: Als sich ein *„großes Raumschiff"* in niedriger Höhe über den Wagen des Zeugen setzte, stoppte der Motor. Der Zeuge wurde an Bord geholt. Später zeigten sich Wunden einer Verbrennung an dessen Kopf. Psychiater untersuchten den Zeugen. Unter Hypnose behauptete der Zeuge, er hätte an Bord mit einer 1,50 m großen Frau Geschlechtsverkehr gehabt.

Ort: Devonshire, UK
Datum: 1971   **Zeit:** abends
Dauer: 10 Minuten
Objektzahl:
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben:
Größe: 7 – 8 m
Entfernung: 80 m
Höhe: 6 m
Zeugen: G.W. Grater
Primärquelle: FSR, 37/2, 1992, S. 24-25
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Motor des Wagens des Zeugen machte ein lautes Geräusch und versagte dann. Der Zeuge stieg aus und hörte ein Zischen und Brummen hinter einem Hügel, bis er das UFO kommen sah, von dem das Geräusch ausging. Als das UFO weggeflogen war konnte der Zeuge den Motor wieder zünden.

Ort: Zuera bei Saragossa, Spanien
Datum: April 1990   **Zeit:** vormittags
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Birnenform
Farben:
Größe:
Entfernung: *„in der Nähe"*

Höhe: am Boden
Zeugen: 1
Primärquelle: Bruno Cardenoso, Radioprogramm „Parallel Worlds“, Radio Club 25, Tarrasa, 22.01.1990
Quelle: J. Plana Crivillén, FSR, 37/3, 1992, S. 19
Besonderheiten: Ein Automechaniker testete einen Wagen bei laufendem Motor. Plötzlich starb der Motor ab. Der Zeuge entdeckte dann, dass in der Nähe ein großes birnenförmiges Objekt am Boden stand.

Ort: Olivella, Provinz Barcelona, Spanien
Datum: 3.01.1991 **Zeit:** 22.20 Uhr
Dauer: 1 Minute
Objektzahl: 1
Objektform: helles Licht scheint durch die Bäume
Farben: gelb
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: Andrew Burton
Primärquelle: Omar Fowler, FSR 37/3, 1992, S. 24
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der Fahrer sah von weitem ein gelbes Licht durch die Bäume scheinen. Als er diesem immer näher kam begann das Scheinwerferlicht zu flackern, und der Wagen blieb etwa eine Minute lang stehen. Als plötzlich das gelbe Licht ausging, gingen die Scheinwerfer und die Zündung wieder an.

Ort: Selkirk, Schottland
Datum: 9.07.1991 **Zeit:** nachts
Dauer: 15 Sekunden
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: farbige Lichte
Größe: 12 m Durchmesser
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: Steve Hallett
Primärquelle: FSR, 37/4, 1992, S. 24
Quelle: dto.
Besonderheiten: Der LKW-Fahrer erklärt, dass alle Instrumente in seinem LKW *„verrückt spielten“*, als das Objekt über ihm schwebte.

Ort: Steenvoorde, Nord-Frankreich
Datum: Sommer 1976 **Zeit:** nachts
Dauer: es fehlt mehr als 1 Stunde Zeit

Objektzahl: 1
Objektform: Licht
Farben: orange-rot
Größe:
Entfernung: 120 – 150 m
Höhe: 10 m
Zeugen: Claude Damman
Primärquelle: „Lumières dans la Nuit“, Nr. 305, Sept./Okt. 1990
Quelle: FSR, 38/2, 1993, S. 23
Besonderheiten: Der Fahrer eines Diesel-Mercedes-Lieferwagens hielt an, um sich das helle Objekt anzusehen. Als ihm unheimlich wurde, wollte er fortfahren. Der Wagen ließ sich jedoch nicht starten. Das gelang erst, als sich das Objekt entfernt hatte.

Ort: Woronesch, Russland
Datum: Okt. 1989 **Zeit:**
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: heller Lichtstrahl
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: Polizeichef V. Seljawkin
Primärquelle: „Komsomalskaja Prawda“, 17.10.1989
Quelle: Lev Vyatkin, FSR, 39/2, 1994, S. 5
Besonderheiten: Ein heller *„Lichtstrahl“* traf den Polizeichef von Woronesch von oben mit einer solchen Kraft, dass er diesen physisch verspürte und ihn zu Boden drückte.

Ort: Jalta, Krim
Datum: 13.08.1967 **Zeit:** gegen 23 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit Kuppel
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe: ca. 10.000 m
Zeugen: Oberstleutnant Lev Vyatkin
Primärquelle: „Komsomalskaja Prawda“, 17.10.1989
Quelle: Lev Vyatkin, FSR, 39/2, 1994, S. 5
Besonderheiten: Ein *„Lichtstrahl“* von einem unbekannten Objekt traf die linke Tragfläche eines Militärflugzeugs und beschädigte sie. Gleichzeitig liefen sämtliche

Zeiger der Bordinstrumente aus dem Anzeigebereich. Der Pilot landete. Viele Tage danach noch leuchtete die Stelle, die von dem Lichtstrahl getroffen war.

Ort: Hertfordshire, UK
Datum: 6.01.1988 **Zeit:** 20.55 Uhr
Dauer: 2 – 3 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kinderkreisel
Farben: Fenster: rot, gelb, weiß
Größe: 6 m Durchmesser
Entfernung: 50 m
Höhe: 30 m
Zeugen: 2, Hauptzeuge: Rosette Webly
Primärquelle: „Hatford & West Hert Review", 14.01.1988
Quelle: G. Creighton, FSR, 39/2, 1994, S. 19 und 26
Besonderheiten: Als die Zeugin das UFO vom Fenster aus beobachtete wurde sie gelähmt und konnte nichts mehr hören. Nach dem Vorfall entwickelte die Zeugin einen 6. Sinn, d.h. sie wusste Ereignisse voraus bevor sie passierten.

Ort: Vila de Piria, Maranhao, Brasilien
Datum: Juni 1977 **Zeit:** 23 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: *„Lichtstrahl"* aus Zylinder
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: Joao de Brito
Primärquelle: Dr. D.R. Giese, FSR, 39/3, 1994, S. 8-13
Quelle: dto.
Besonderheiten: Ein Jäger wurde vom *„Lichtstrahl"* aus einem fliegenden Zylinder niedergedrückt und spürte, dass ihm alle Kraft entzogen wurde. Er musste ins Krankenhaus gebracht werden.

Ort: Bom Jardim, Maranhao, Brasilien
Datum: 8.07.1977 **Zeit:** 8 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Ball
Farben: feurig
Größe:
Entfernung:

Höhe:
Zeugen: Sra. Coucima Goncalves da Silva
Primärquelle: „O Estado Do Maranhao“, Brasilien, 20.07.1977
Quelle: Dr. D.R. Giese, FSR, 39/3, 1994, S. 8-13
Besonderheiten: Ein *„Lichtstrahl“* aus einem feurigen Ball warf die Zeugin zu Boden, die bewusstlos liegen blieb. Im Krankenhaus wurden keinerlei Verletzungen entdeckt.

Ort: Vigia, Maranhao, Brasilien
Datum: 18.10.1977 **Zeit:** 18.45 Uhr
Dauer: 75 Minuten
Objektzahl: 6
Objektform: Lichtbälle
Farben:
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: mehrere
Primärquelle: „A Provincia Do Pará“, 22.10.1977
Quelle: Dr. D.R. Giese, FSR, 39/3, 1994, S. 8-13
Besonderheiten: 75 Minuten lang lag die Ortschaft im Dunkeln. Schließlich wurde beobachtet, wie nacheinander 6 helle Kugeln über den Ort flogen. Als sie weg waren, kam das elektrische Licht wieder.

Ort: Lincolnshire, UK
Datum: 21.06.1993 **Zeit:** 2.45 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: länglich
Farben: rot mit gelben Zentren
Größe: 6 – 10 m
Entfernung: 50 m
Höhe: 20 m
Zeugen: 1
Primärquelle: Omar Fowler, FSR, 39/3, 1993, S. 21
Quelle: dto.
Besonderheiten: Das geräuschlose Objekt erzeugte starke Vibrationen, die dem Zeugen durch Kopf und Körper pulsierten, solange das Objekt sichtbar war. Das Objekt wurde mit einem Camcorder gefilmt.

Ort: Arat, Rumänien
Datum: 2.04.1994 **Zeit:** 4 Uhr
Dauer: Minuten
Objektzahl: 1

Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: ein 1,50 m langer blauer *„Lichtstrahl“* kam aus der Unterfläche
Größe: 40 m Durchmesser
Entfernung: 30 m
Höhe: 3 m
Zeugen: 5, Hauptzeuge: Traian Crisan
Primärquelle: „Rumanian UFO Journal RUFOR“, Nr. 9, 1994
Quelle: Florian Gheorghita, FSR, 39/3, 1994, S. 24-25
Besonderheiten: Das laut pfeifende Objekt erzeugte einen starken Wind, der die Dachplatten der Hütte des Zeugen durchschüttelte und den Zeugen Crisan zu Boden warf als er nach draußen ging. Zwei Minuten lang schwebte das Objekt über einem Weizenfeld. Als es senkrecht nach oben flog wirbelten die Weizenhalme im Gegenuhrzeigersinn. Es wurden später ein kleiner innerer Kornkreis von 6 m Durchmesser und eine äußerer Ring von 42 m gefunden. Im UFO wurden zwei 1,70 m große Männer mit langen Bärten gesehen.

Ort: San José, Costa Rica
Datum: 2.04.1992 **Zeit:** 0.15 Uhr
Dauer: 2 ½ Stunden
Objektzahl: a) 1, b) mehrere
Objektform: a) Zigarre, b) Scheiben
Farben: weiß
Größe:
Entfernung: < 100 m
Höhe:
Zeugen: *„tausende“*
Primärquelle: J.E. Smith, FSR, 40/1, 1995, S. 18-19
Quelle: dto.
Besonderheiten: Die Scheiben neben einem großen *„Mutterschiff“* schwebten kurz über der Stadt und versetzten alles in Dunkelheit. Ein Polizeiwagen wurde über Funk, der von einem Generator versorgt wurde, angewiesen, das Mutterschiff zu verfolgen. Als sich der Polizeiwagen dem Objekt auf etwa 100 m genähert hatte, fielen dessen Motor und Radio aus. Das Objekt flog zum Arenal-E-Werk, dem größten in Costa Rica, richtete einen *„Lichtstrahl“* durch ein Fenster auf den Hauptgenerator, woraufhin die ganze Republik ohne Strom war.

Ort: Rochdale, UK
Datum: 5.11.1994 **Zeit:** 21.10 Uhr
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: leuchtende Wolke mit Blitzen
Farben:
Größe:
Entfernung:

Höhe:
Zeugen: 2
Primärquelle: M. & P. Jones & C. Howarth, FSR, 40/3, 1995
Quelle: dto.
Besonderheiten: Die Uhr im Wagen begann immer lauter zu ticken. Von der rechten Wagentür ging große Hitze aus. Von der hellen Wolke hinter dem Wagen kam ein tiefes Dröhnen. Der Fahrer wollte beschleunigen, doch der Wagen kroch nur langsam vorwärts. Plötzlich schoss er mit großer Geschwindigkeit nach vorn, als hätte ihn ein elastisches Band gehalten und plötzlich losgelassen. Die Uhr zeigte 2 Stunden zu wenig an. Beim Ausschalten des Motors nach dem Anhalten blieben Motor und Lichter noch 2 Minuten lang in Betrieb.

Ort: Concordia, Argentinien
Datum: 4.12.1994 **Zeit:** mittags
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: Lichtstrahl aus UFO
Farben: blau
Größe:
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: 3 Kinder und 6 Erwachsene
Primärquelle: G. Creighton, FSR, 40/3, 1995, S. 18
Quelle: dto.
Besonderheiten: *„Ein halbes Dutzend Augenzeugen"* sahen, wie drei Brüder im Alter von 7 und 9 Jahren von einem blauen *„Lichtstrahl"* in ein schwebendes Objekt gehoben wurden. Sie waren erst drei Tage später wieder zurück. Am Rücken trugen alle Einstichwunden von Spritzen.

Ort: Boriloche, Rio Negro Provinz, Argentinien
Datum: 31.07.1995 **Zeit:** 20.10 Uhr
Dauer: 10 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: umgedrehte Untertasse
Farben: hell weiß mit 2 grünen Lichtern und einem blinkenden orangenen Licht
Größe: *„wie eine Boeing 727"*
Entfernung: ca. 100 m
Höhe: 1600 m
Zeugen: mehrere, Hauptzeuge: Flugkapitän Jorge Polanco
Primärquelle: „La Nation", Buenos Aires, 2.08.1995
Quelle: J.T. Guma, FSR, 40/3, 1995, S. 20-22
Besonderheiten: Als sich ein helles Objekt der Aerolines Argentinas Maschine bis auf etwa 100 m näherte, wurden sämtliche Bordlichter dunkler. Der Airport Radio-Kontakt fiel aus, und alle Lichter der Stadt wurden dunkel. Die Maschine mit 103

Passagieren an Bord musste mehrere Minuten lang eine Warteschleife fliegen bis die Lichter des Airports und der Funk wieder funktionierten. Das passierte, als sich das Objekt entfernt hatte.

Ort: A Illa, Entrimo, Orense Provinz, Spanien
Datum: Febr. 1996 **Zeit:** 20 Uhr
Dauer: 15 Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Kugel
Farben: orange
Größe: *„riesig"*
Entfernung:
Höhe:
Zeugen: mehrere
Primärquelle: Magdalena del Amo-Freixado, FSR, 42/1, 1997, S. 3-7
Quelle: dto.
Besonderheiten: Als ein riesiger orange leuchtender Ball über einem Hochspannungsmast schwebte, platzten mehrere Birnen in Lampen und 5 Fernseher explodierten in Häusern im Entrimo.

Ort: El Yunque, Nordosten von Puerto Rico
Datum: Jan. 1989 **Zeit:** 17.30 Uhr
Dauer:
Objektzahl: nicht gesehen
Objektform: nur Insassen gesehen
Farben:
Größe:
Entfernung: 6 m
Höhe: am Boden
Zeugen: mehrere, Hauptzeuge: Sra. Mariana Rivera
Primärquelle: Jorge Martin, FSR, 43/1, 1989, S. 7-8
Quelle: dto.
Besonderheiten: Alle Motoren in fünf Autos wurden gleichzeitig von irgendeiner Kraft angehalten. Die Straße war von Bäumen des Dschungels umgeben. Die Fahrerin eines der Wagen sah plötzlich eine 1,20 m große Gestalt. Als diese in den Wald lief uns verschwand konnten alle Autos wieder fahren.

Ort: Bayamón Gebiet, Puerto Rico
Datum: Sommer 1979 **Zeit:** 19 Uhr
Dauer: 2 ½ Stunden
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farben: silber-metallisch

Größe: 40 m Durchmesser
Entfernung:
Höhe: 30 m
Zeugen: 2
Primärquelle: „Evidencia OVNI", Nr. 9, 10 und 11 (1995, 1996)
Quelle: Jorge Martin, FSR, 43/1, 1998, S. 10-20
Besonderheiten: Während der Autofahrt schien beiden Insassen alles dunkel zu werden. Sie sehen nichts mehr. Ein blaues Licht kam und umgab sie. Plötzlich waren alle Straßenlichter wieder hell, und die Frauen waren in Arecibo, wussten aber nicht, wie sie dort hingekommen waren. 2 ½ Stunden waren vergangen. Unter Hypnose berichteten beide unabhängig voneinander, dass die Mutter der Fahrerin neben ihr während der Fahrt damals in einem Blitz verschwunden war. Aus einer riesigen schwebenden Scheibe sei ein riesiger breiter Lichtstrahl gekommen, der die Fahrerin durchs Dach nach oben gezogen hätte. Sie sah, wie auch ihr Wagen im Strahl in die Scheibe gezogen wurde. Dort traf sie einen großen *„Grauen"*, mehrere kleine *„Graue"* und normal aussehende Menschen. Ihre Mutter behauptete in der Hypnose, ihrem verstorbenen Mann begegnet zu sein.

Ort: Braunschweig
Datum: 9.03.1993 **Zeit:** 0.30 und 1 Uhr
Dauer: ca. 1 Minute
Objektzahl: 1
Objektform: Teller mit flacher Kuppel
Farben: bläulich-weiß
Größe: 10 m
Entfernung: 20 m
Höhe: 20 m
Zeugen: 25, Hauptzeuge: Erwin Lohre
Primärquelle: „Braunschweiger Zeitung", 8.04.1993
Quelle: Dr. P. Hattwig, FSR, 41/4, 1996, S. 4-5
Besonderheiten: Das Ehepaar Lohre hörte ein lautes Brummen, das von draußen aus der Höhe kam. Durchs Fenster war ein leuchtender Teller zu sehen. Beide Zeugen waren völlig gelähmt und spürten einen metallischen Geschmack auf ihren Zungen. Als das Objekt fast über den Zeugen angekommen war, löste es sich in Nichts auf. Herr Lohre hatte später zwei Implantate im Rücken, die schmerzten, so dass er zum Arzt ging. Dieser wollte die Implantate am folgenden Tag operativ entfernen. In der Nacht traten die ovalen kleinen Implantate von selbst aus der Haut. Herr Lohre bewahrte sie in einer Petrischale auf. Doch am folgenden Morgen waren sie verschwunden.

Ort: Yemtsa Station Oleg bei Moskau
Datum: 2.11.1989 **Zeit:**
Dauer: mehrere Minuten
Objektzahl: 1

Objektform: Teller mit Kuppel
Farben: metallisch
Größe: 35 – 40 m
Entfernung: 10 – 12 m
Höhe: am Boden
Zeugen: 2
Primärquelle: „Noosfera", Nr. 1, 1991
Quelle: FSR, 43/2, 1989
Besonderheiten: Als der LKW nur noch 25 – 30 m von dem Objekt entfernt war, schaltete sich der Dieselmotor aus. Die Scheinwerfer blieben an. Einer der Fahrer stieg aus und ging auf das Objekt zu. Dabei fühlte sich die Luft so an als würde sie *„immer dicker"*. Mit jedem Schritt wurde der Widerstand größer. Er versuchte, sich von einer anderen Seite zu nähern, kam aber wieder nicht weiter als bis auf 10 bis 12 m an das Objekt heran. Dann erschienen Insassen. Sie luden den Fahrer ein, ins Innere zu kommen. Nun spürte der Zeuge keinerlei Widerstand mehr und folgte der Einladung.

Ort: Bilton North Yorkshire, UK
Datum: 3.07.1996 **Zeit:** 9.45 Uhr
Dauer: 5 ½ Stunden
Objektzahl: 1
Objektform: Dreieck
Farben: schwarz mit 3 weißen Lichtern
Größe: *„doppelte Größe eines Flugzeugs"*
Entfernung: 30 m
Höhe: 30 m
Zeugen: 1
Primärquelle: Omar Fowler, FSR, 43/3, 1998, S. 17-18
Quelle: dto.
Besonderheiten: Aus der Unterseite des Dreiecks kam ein blauer Lichtstrahl, der die Zeugin umschloss. Sie fühlte, wie sie sehr schnell nach oben gezogen wurde. Ihr wurde schlecht, und sie verlor die Besinnung. Als sie wieder erwachte, lag sie an einer anderen Stelle auf der Wiese, hatte Nasenbluten und starke Kopfschmerzen. Ihre 5 Hunde gingen ihr zu Hause aus dem Weg.

Ort: Caya de Muerto Insel, Costa Rica
Datum: Dez. 1995 **Zeit:** 2 Uhr
Dauer: einige Minuten
Objektzahl: 1
Objektform: Scheibe
Farben:
Größe:
Entfernung:

Höhe:
Zeugen: Piloten und Polizeioffiziere
Primärquelle: „Evidencia OVNI“, Nr. 13, 1997
Quelle: Jorge Martin, FSR, 44/1, 1999, S. 7-13
<u>Besonderheiten</u>: Eine riesige Scheibe flog mit enormer Geschwindigkeit auf einen Polizeihubschrauber zu und blieb vor diesem schweben. Der Hubschrauber konnte nicht weg fliegen und blieb schweben. Er wurde von einer Kraft mehrere Minuten lang auf der Stelle gehalten. Nach der Landung wurde festgestellt, dass eine Turbine des Hubschraubers angebrannt war.

Ort: Arica, Nord-Chile
Datum: 25.04.1977 **Zeit:** 4 Uhr
Dauer: 30 Minuten
Objektzahl: 2
Objektform: Scheiben
Farben: violett mit kleinen roten Lichtern
Größe:
Entfernung: 500 m
Höhe: ein Objekt wenige Meter über Grund
Zeugen: 7, Hauptzeuge: Corporal Armando Valdés
Primärquelle: „La Crónica“, Buenos Aires, 23.05.1977
Quelle: FSR, 44/2, 1999, S. 2-9
<u>Besonderheiten</u>: Corporal Valdes entfernte sich von der Gruppe Soldaten und ging auf eines der Objekte zu. Es war 4.15 Uhr. Als ihn ein *„Lichtstrahl“* aus dem Objekt traf, verschwand er. 15 Minuten später tauchte er plötzlich wieder im Kreis der Soldaten auf, redete unverständlich und verlor das Bewusstsein bis 7 Uhr in der Frühe. Seine Uhr zeigte den 30.04. 4.15 Uhr an. Er hatte einen 5-Tage-Bart.

Ort: Topolewka, Tomsk-Region, Russland
Datum: Juni 1966 **Zeit:** nachts
Dauer:
Objektzahl: 1
Objektform: 2 Schüsseln gegeneinander mit Lichtern an der Peripherie
Farben:
Größe: 8 – 10 m
Entfernung: 25 m
Höhe: z.T. im Sumpf steckend
Zeugen: mehrere Geologen und Hubschrauberpiloten, Hauptzeuge: Oleg Ivanowitsch
Primärquelle: „Notiziaro UFO“, Nr. 19, Juli/Aug. 1998
Quelle: A. Anfalov, FSR, 44/4, 1999, S. 8-11
<u>Besonderheiten</u>: Die Geologen hörten ein lautes Donnern, das vom Himmel kam. Sie liefen aus ihren Zelten und sahen, dass der Wald um sie herum brannte. Sie retteten sich im Wasser des nahen Flusses. Am Morgen, als nur noch einige Stellen brann-

ten, liefen sie zu ihren Geräten. Die Nadel im Kompass rotierte unkontrolliert. Das Radio funktionierte nicht mehr. Alle fühlten sich unwohl und kraftlos. Die Bäume waren alle in einer Richtung gebogen, ihre Spitzen wie mit Messern abgeschnitten. Wegen des Sumpfes konnten sich die Zeugen nicht weiter als bis auf 25 m dem im Sumpf steckenden UFO nähern. Allen wurde schlecht und schwindelig. Militärhubschrauber kamen und bargen die Scheibe („Objekt Z“).

Einige statistische Auswertungen

Das EMG-Projekt wurde von der IGAAP in Anlehnung an die bereits zu Anfang der 1980er Jahre erfolgte Sammlung von EMG-Fällen durch Dipl.-Ing. Adolf Schneider wieder aufgenommen. Wie die oben kurz gefassten Sichtungsberichte belegen, werden von IGAAP gegenüber der alten Sammlung, mehr Details erfasst als in der Datei vom Juli 1981 mit 1165 EMG-Fällen (MUFON-CES Bericht Nr. 8, 1981, S.359-397).

Im MUFON-CES Bericht Nr. 9, 1983, wurden mit weiteren 154 Fällen Diagramme mit Häufigkeiten bestimmter physikalischer Wirkungen publiziert. Über die zusätzlich gesammelten Fälle wurde damals keine Angabe über die EMG-Quellen mitgeliefert, so dass eine Statistik nur mit den 1165 nachprüfbaren Berichten und den neuen oben zitierten Fällen erfolgen kann. In den meisten Fällen fehlen in den 1165 codierten Berichten Angaben über die Formen der beobachteten Objekte, so dass sich aus diesen Fällen keine Korrelationen zwischen UFO-Typ und EMG-Wirkungen herstellen lässt.

Wir können daher nur Häufigkeiten aufzeigen. Korrelationen, beispielsweise zwischen dem Versagen von Auto-Motoren und der Entfernung von UFOs oder Hitze-Wirkungen und UFO-Typ werden zu einem späteren Zeitpunkt vorliegen, wenn wir weitere EMG-Fälle in detaillierter Form aus der uns zugänglichen Literatur herausgefunden haben werden.

Diagramme und Kommentare zu den Diagrammen

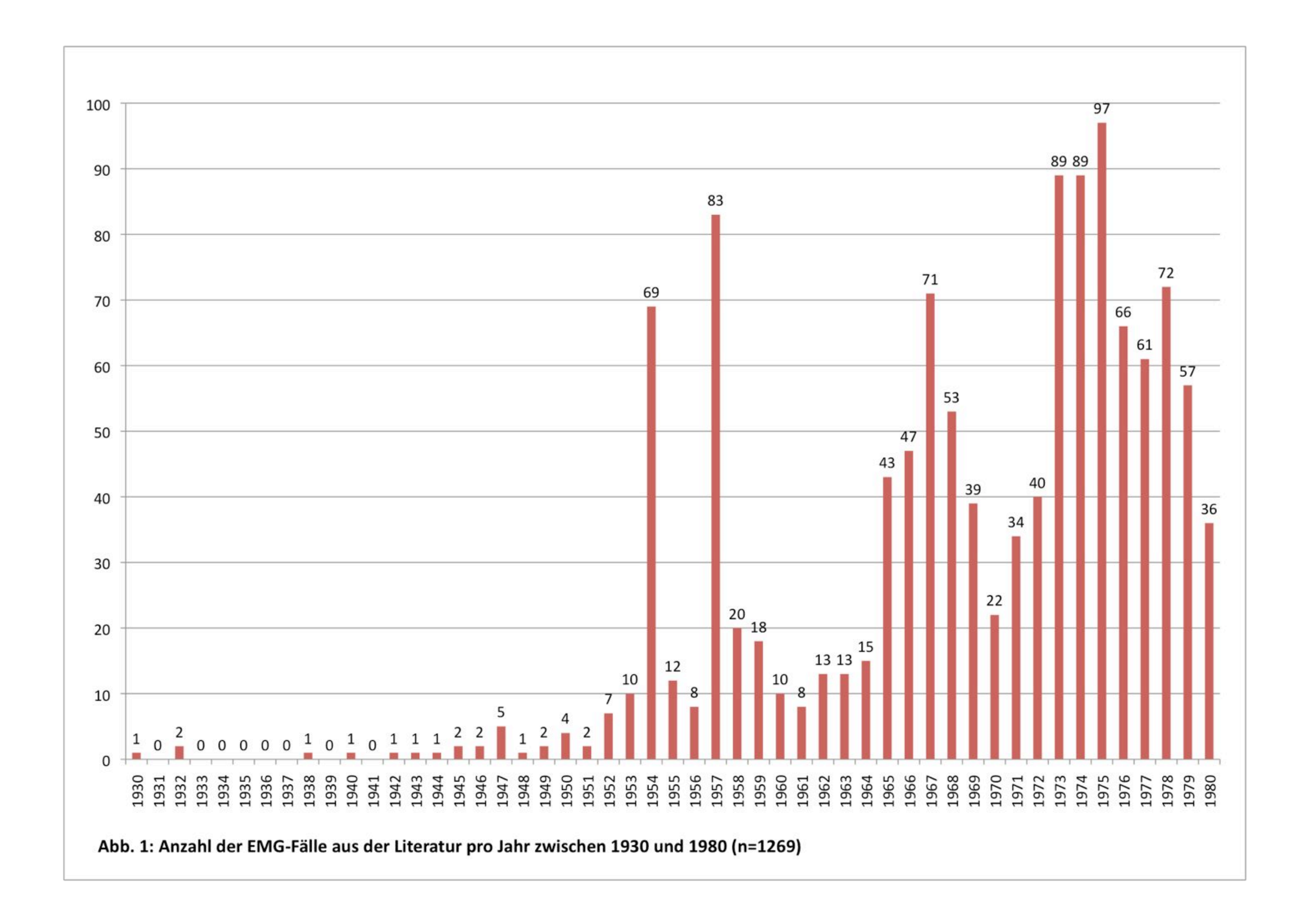


Abb. 1: Anzahl der EMG-Fälle aus der Literatur pro Jahr zwischen 1930 und 1980 (n=1269)

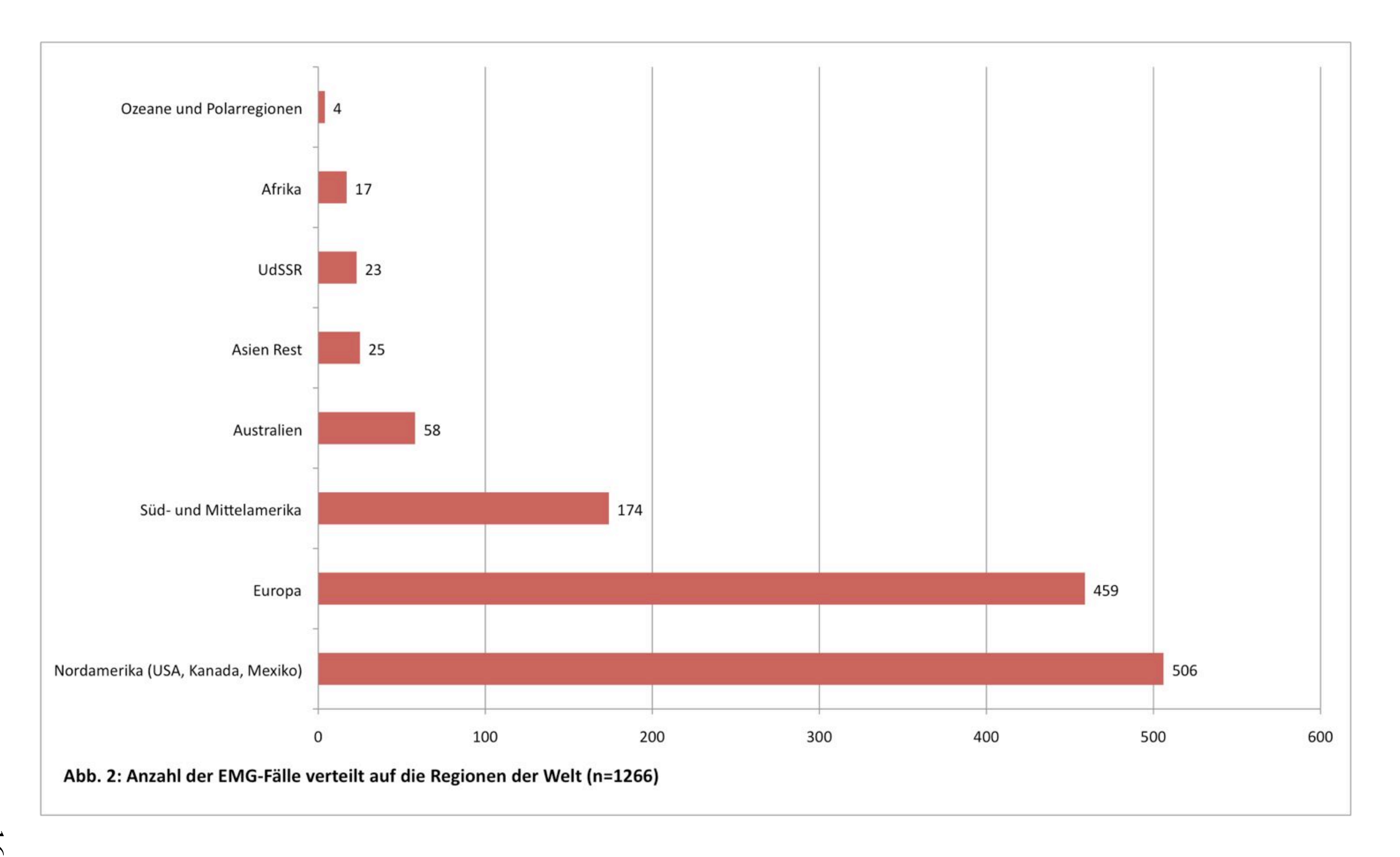


Abb. 2: Anzahl der EMG-Fälle verteilt auf die Regionen der Welt (n=1266)

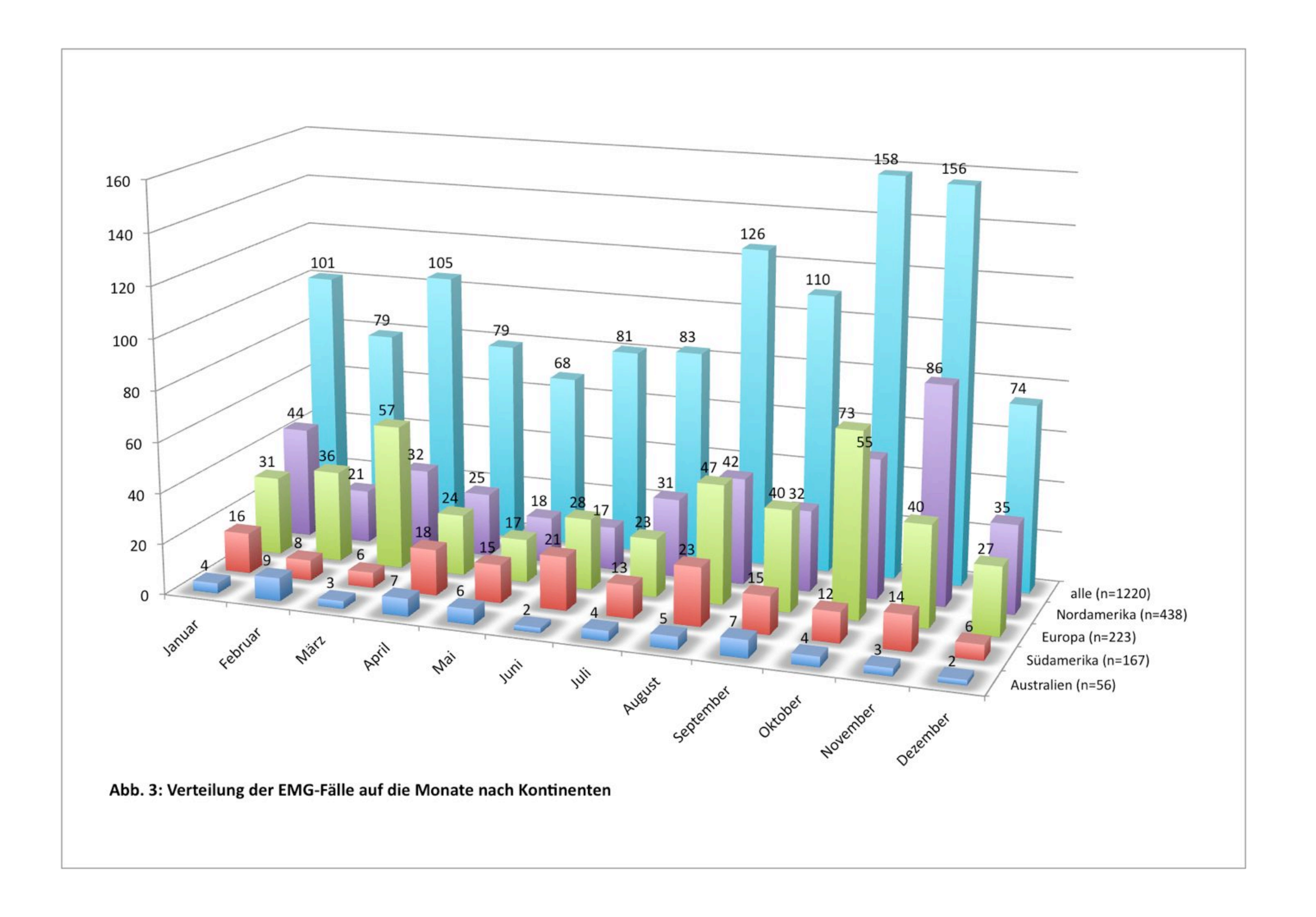


Abb. 3: Verteilung der EMG-Fälle auf die Monate nach Kontinenten

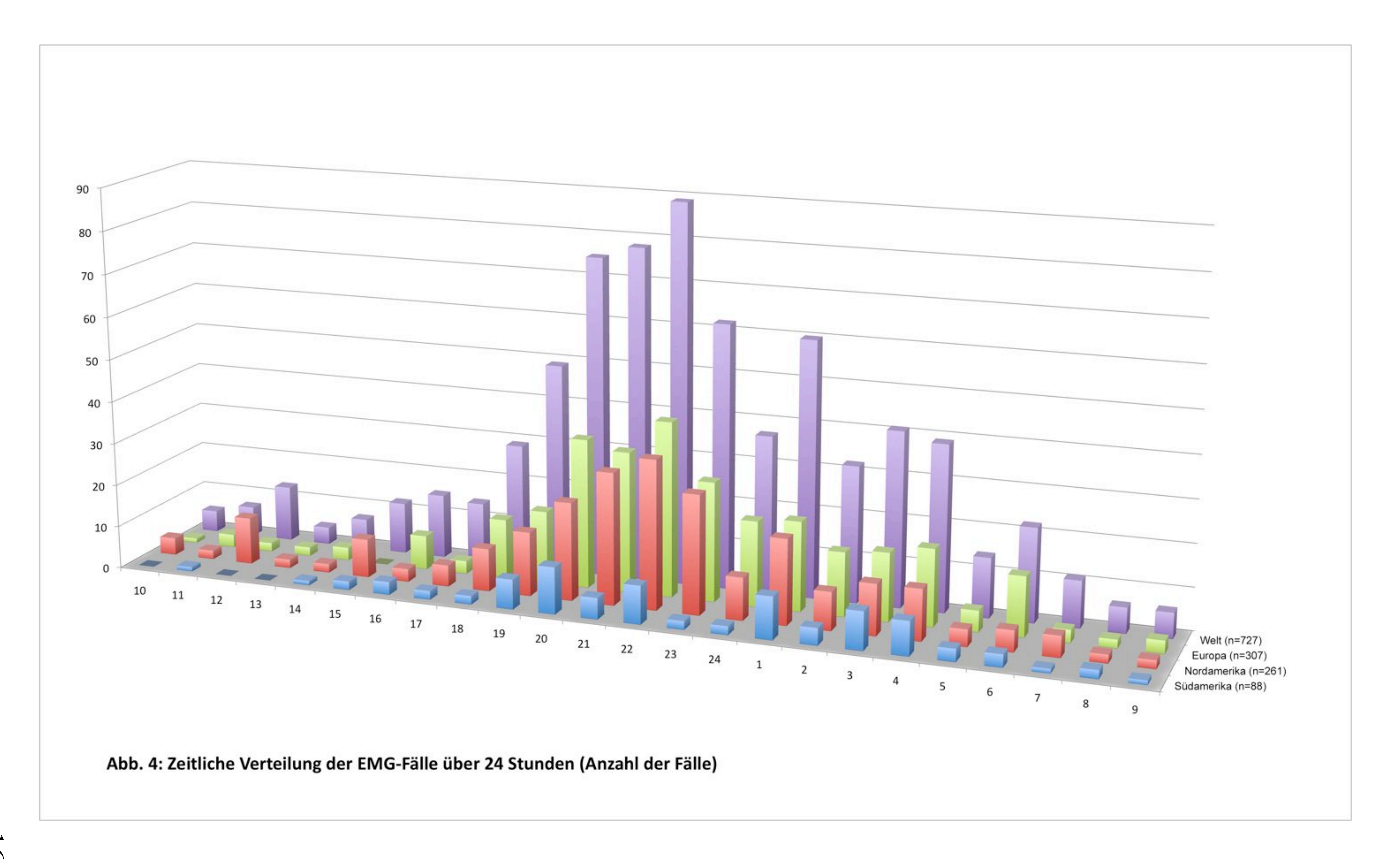


Abb. 4: Zeitliche Verteilung der EMG-Fälle über 24 Stunden (Anzahl der Fälle)

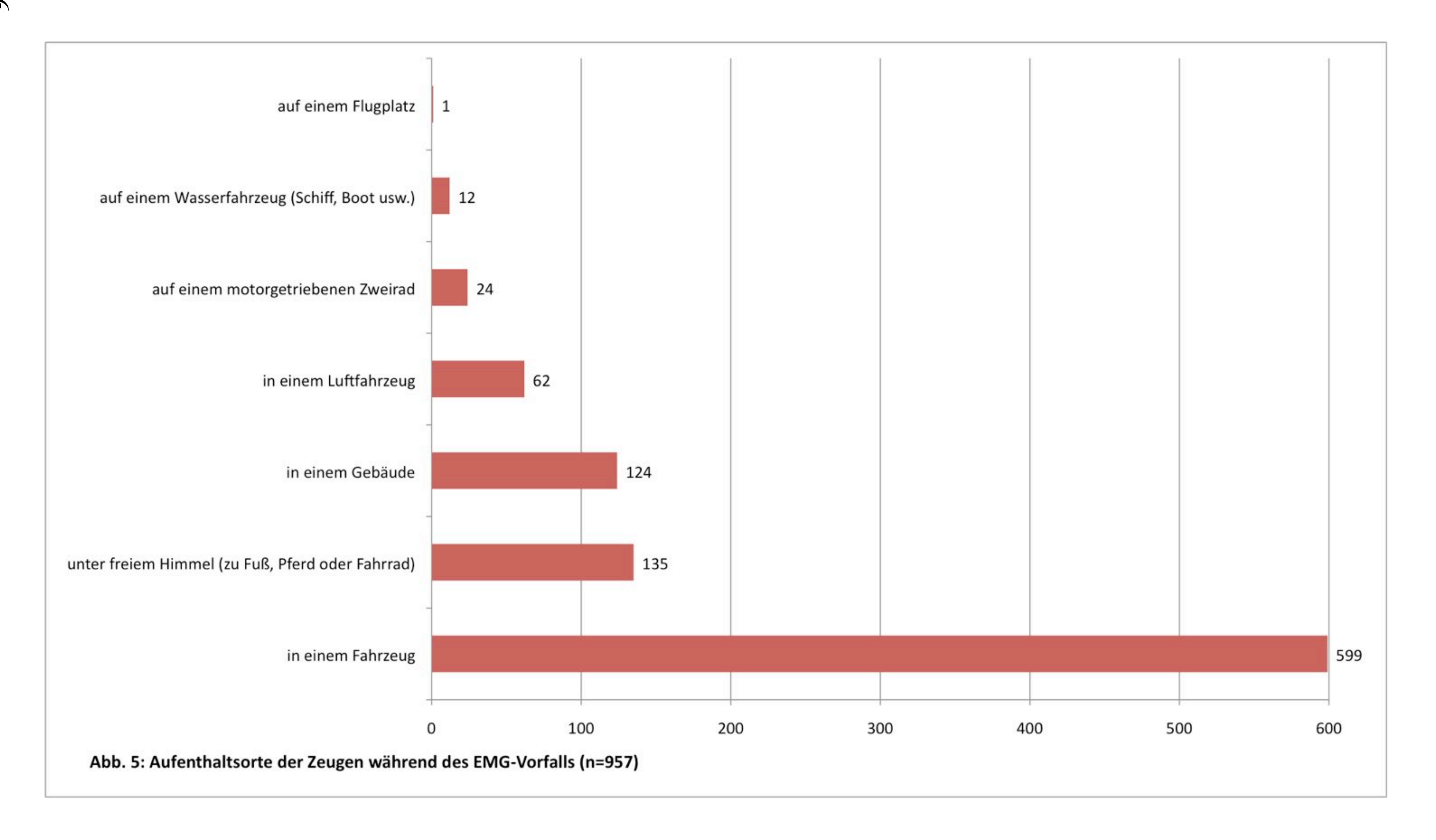


Abb. 5: Aufenthaltsorte der Zeugen während des EMG-Vorfalls (n=957)

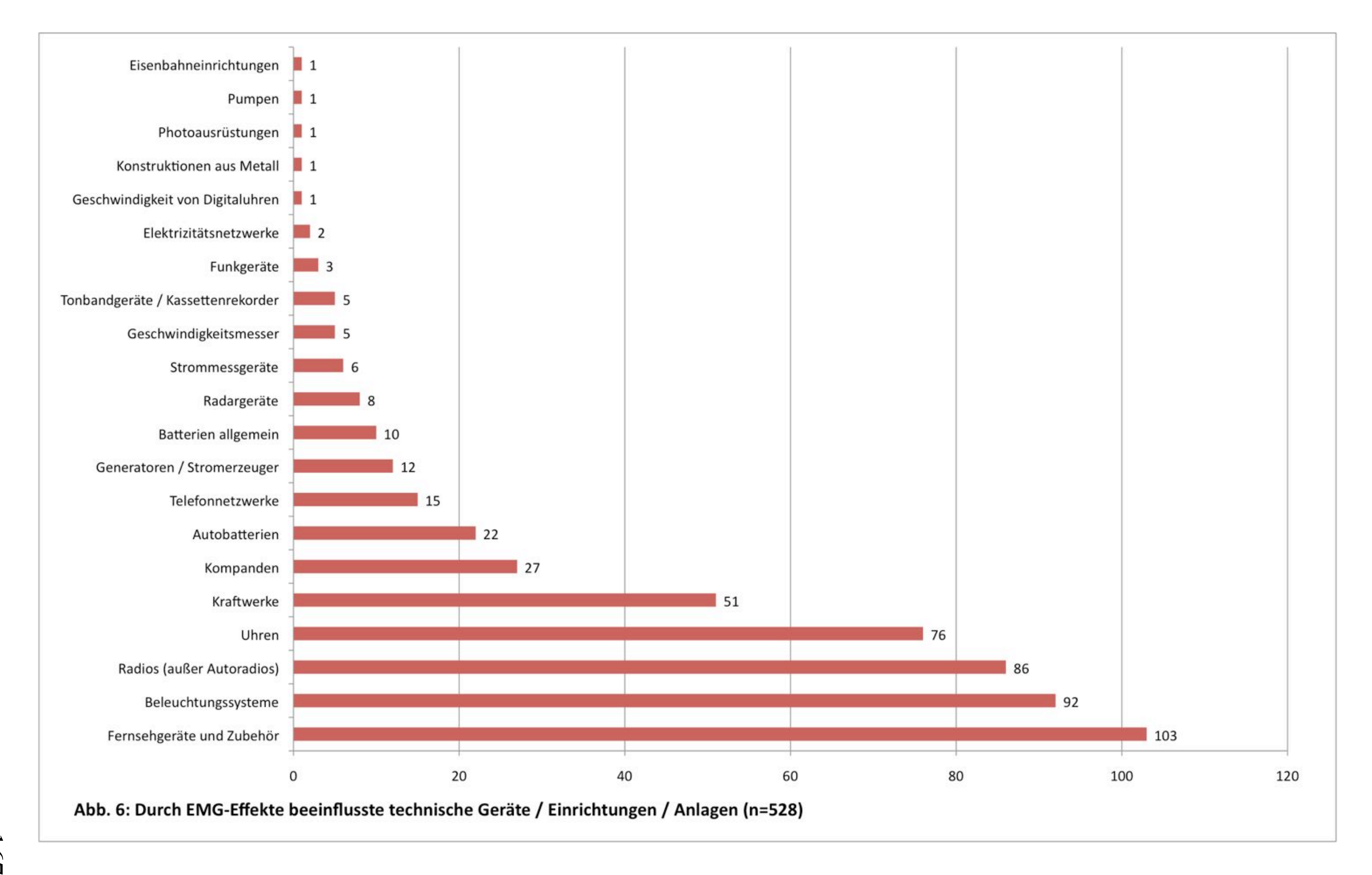


Abb. 6: Durch EMG-Effekte beeinflusste technische Geräte / Einrichtungen / Anlagen (n=528)

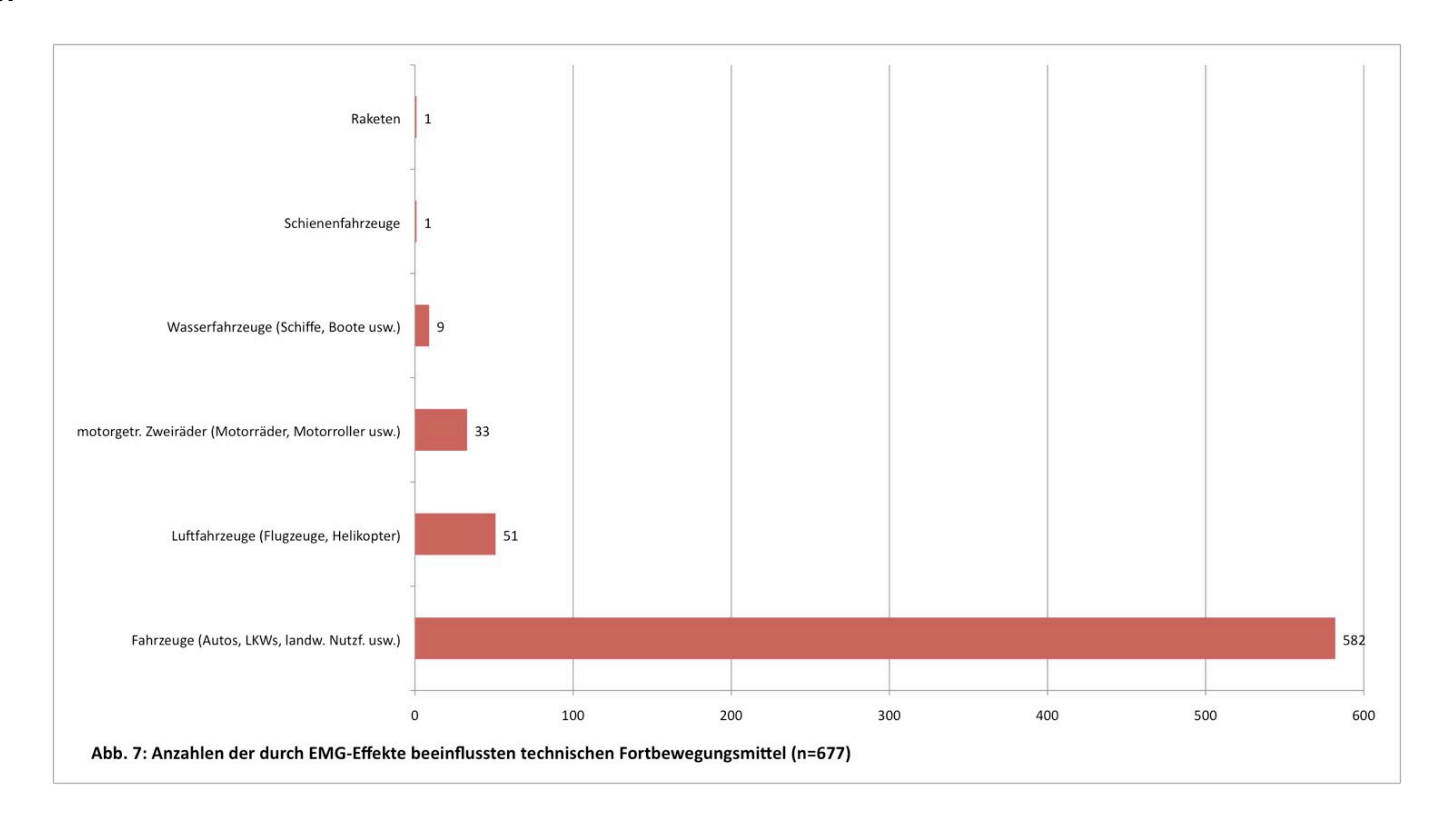


Abb. 7: Anzahlen der durch EMG-Effekte beeinflussten technischen Fortbewegungsmittel (n=677)

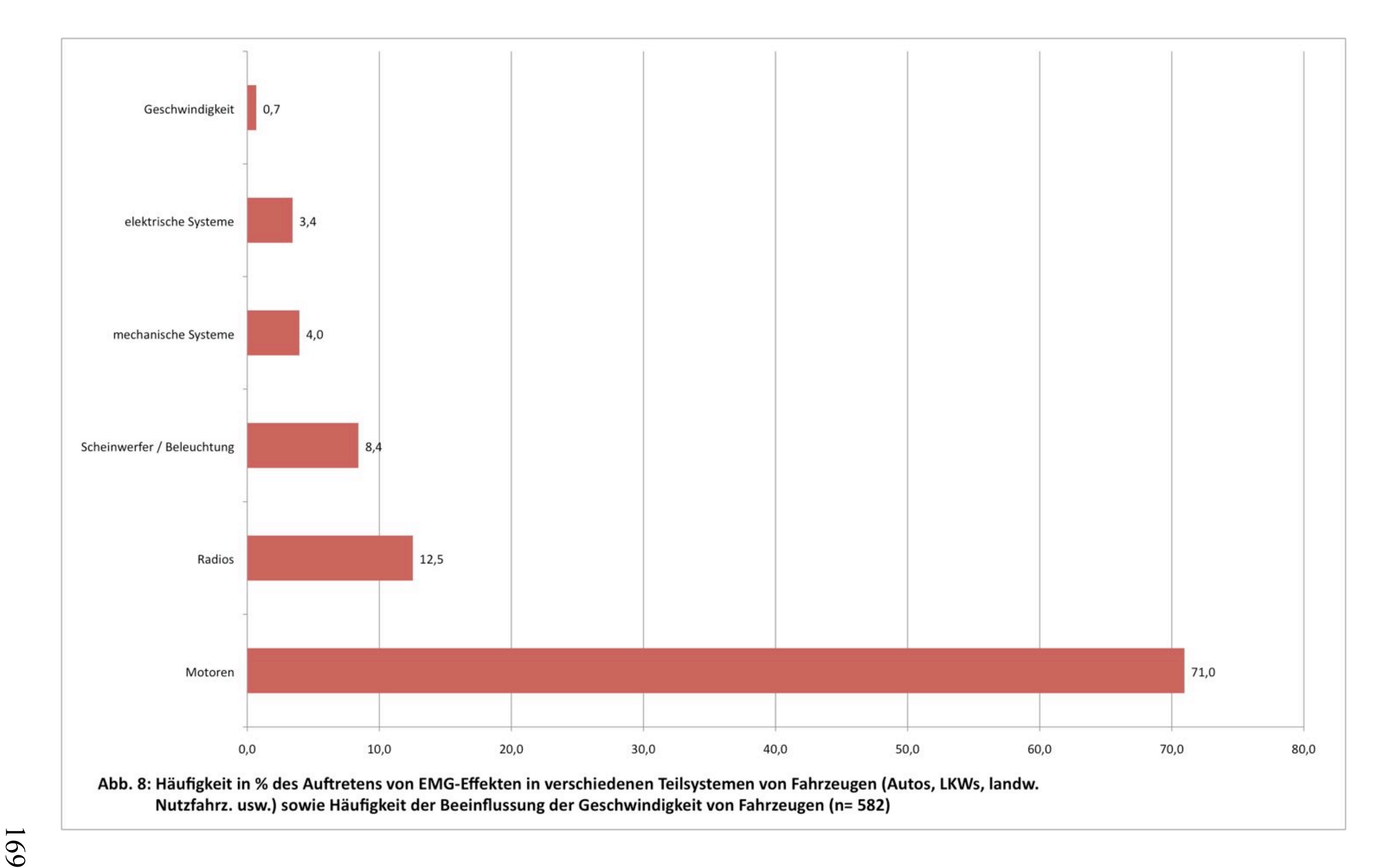


Abb. 8: Häufigkeit in % des Auftretens von EMG-Effekten in verschiedenen Teilsystemen von Fahrzeugen (Autos, LKWs, landw. Nutzfahrz. usw.) sowie Häufigkeit der Beeinflussung der Geschwindigkeit von Fahrzeugen (n= 582)

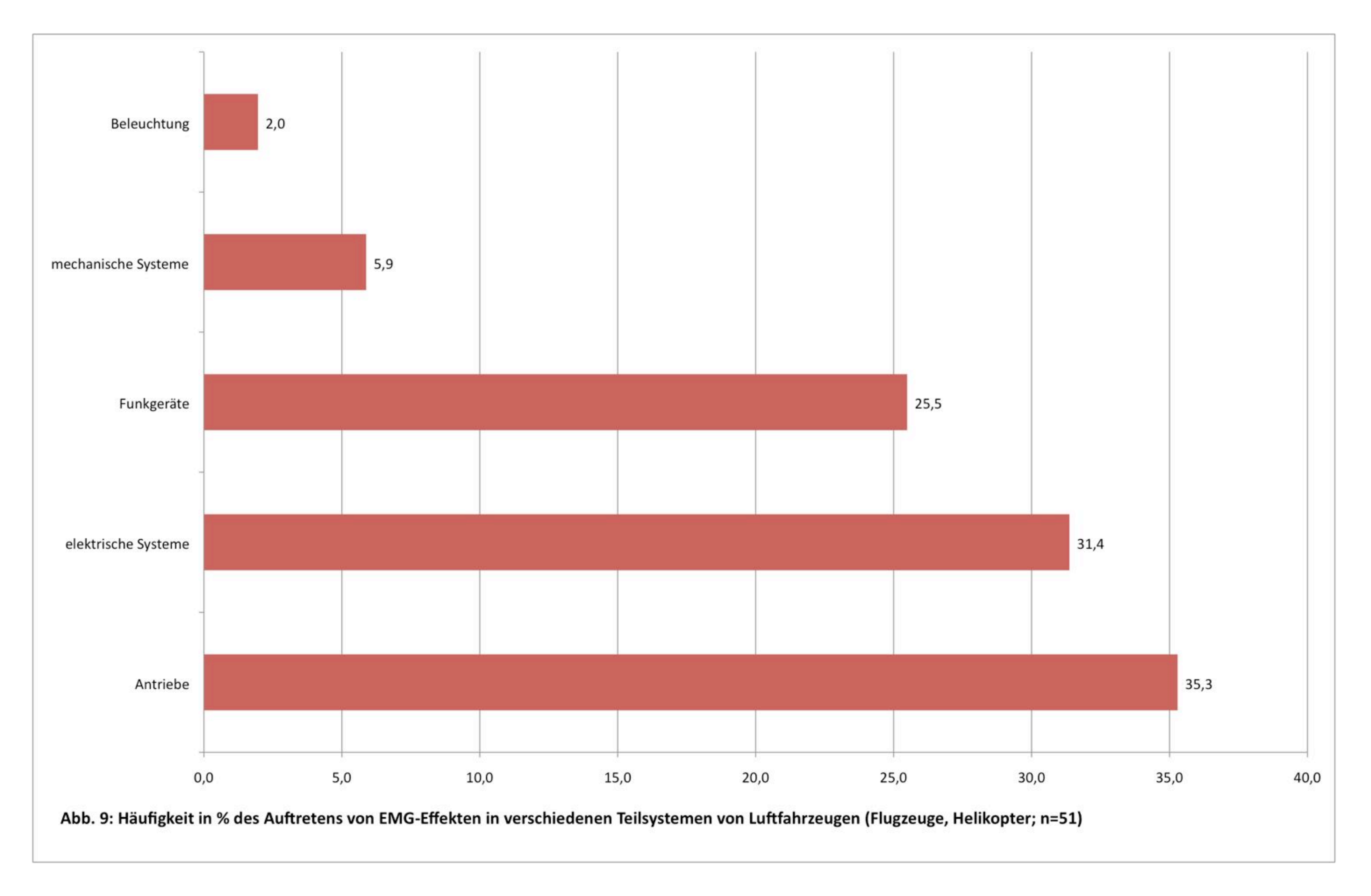


Abb. 9: Häufigkeit in % des Auftretens von EMG-Effekten in verschiedenen Teilsystemen von Luftfahrzeugen (Flugzeuge, Helikopter; n=51)

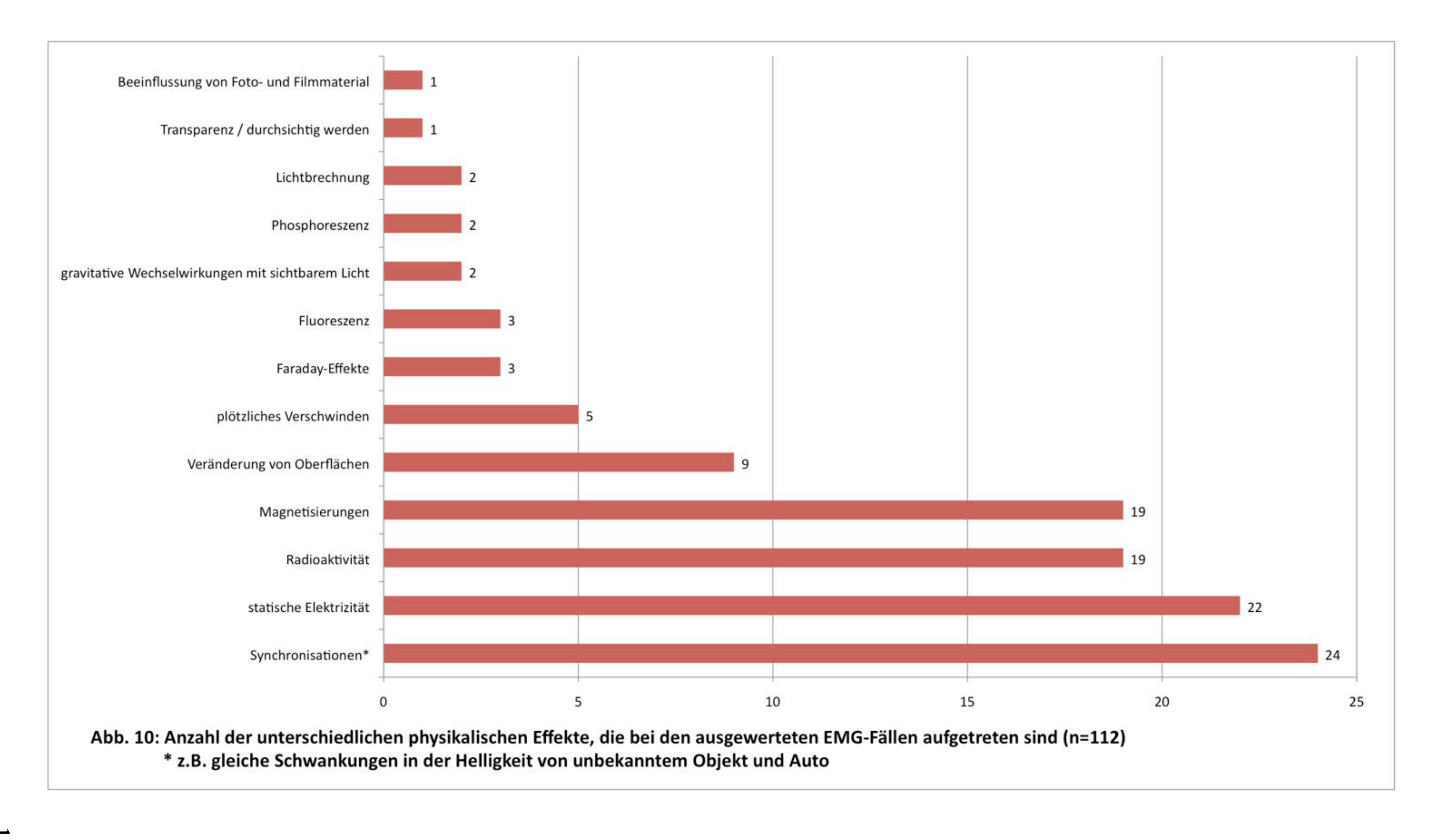


Abb. 10: Anzahl der unterschiedlichen physikalischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind (n=112)
*** z.B. gleiche Schwankungen in der Helligkeit von unbekanntem Objekt und Auto**

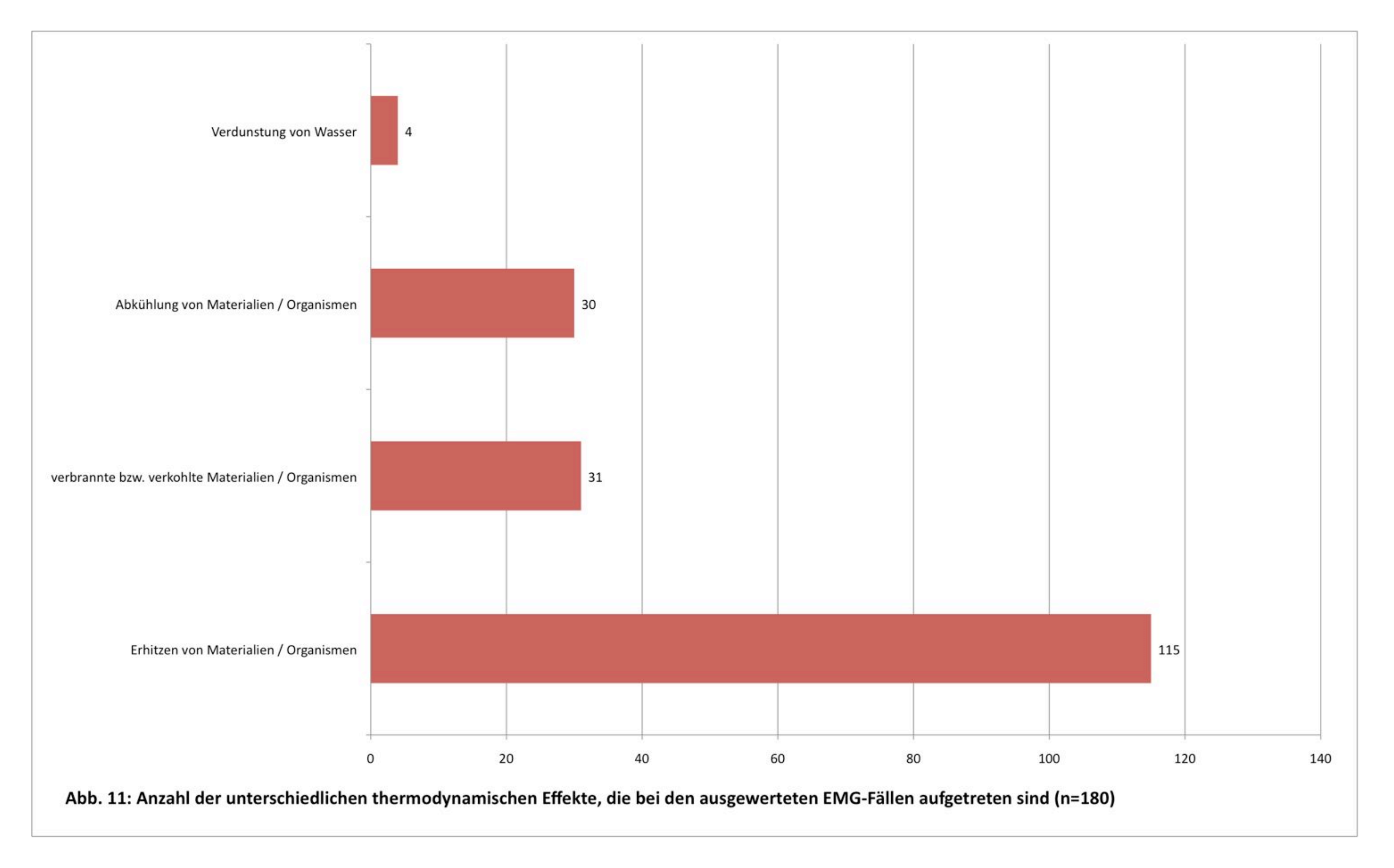


Abb. 11: Anzahl der unterschiedlichen thermodynamischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind (n=180)

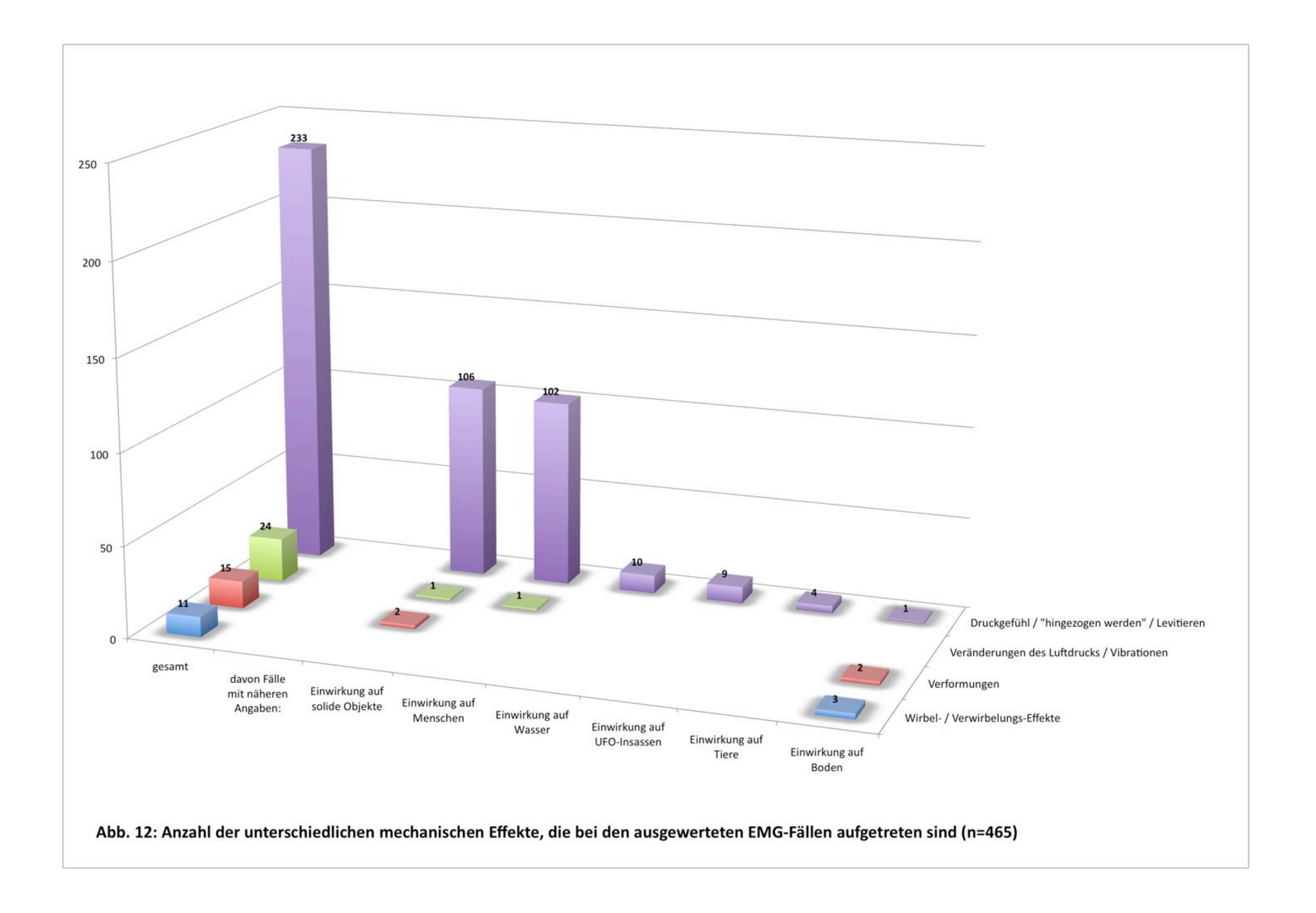


Abb. 12: Anzahl der unterschiedlichen mechanischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind (n=465)

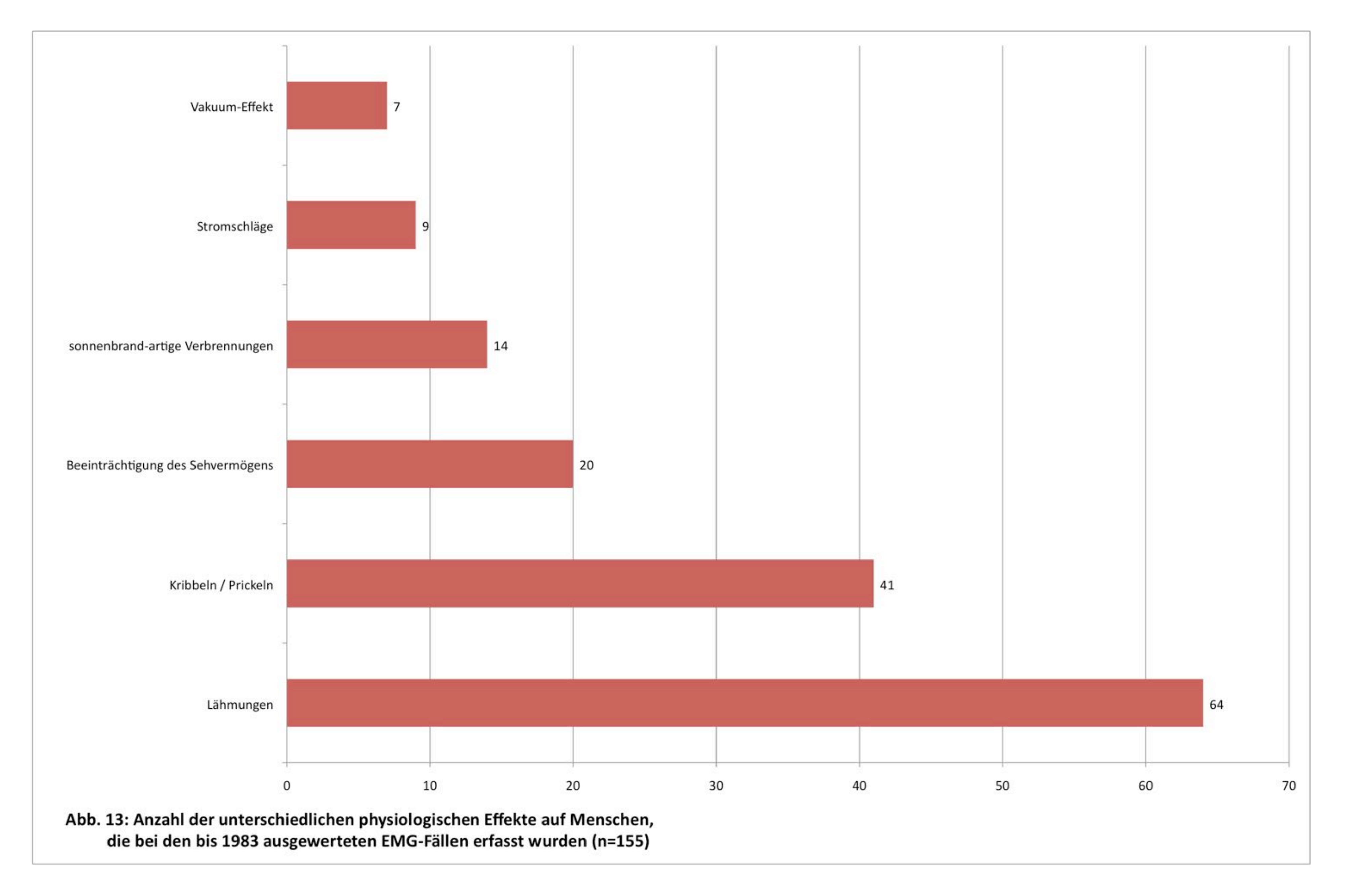


Abb. 13: Anzahl der unterschiedlichen physiologischen Effekte auf Menschen, die bei den bis 1983 ausgewerteten EMG-Fällen erfasst wurden (n=155)

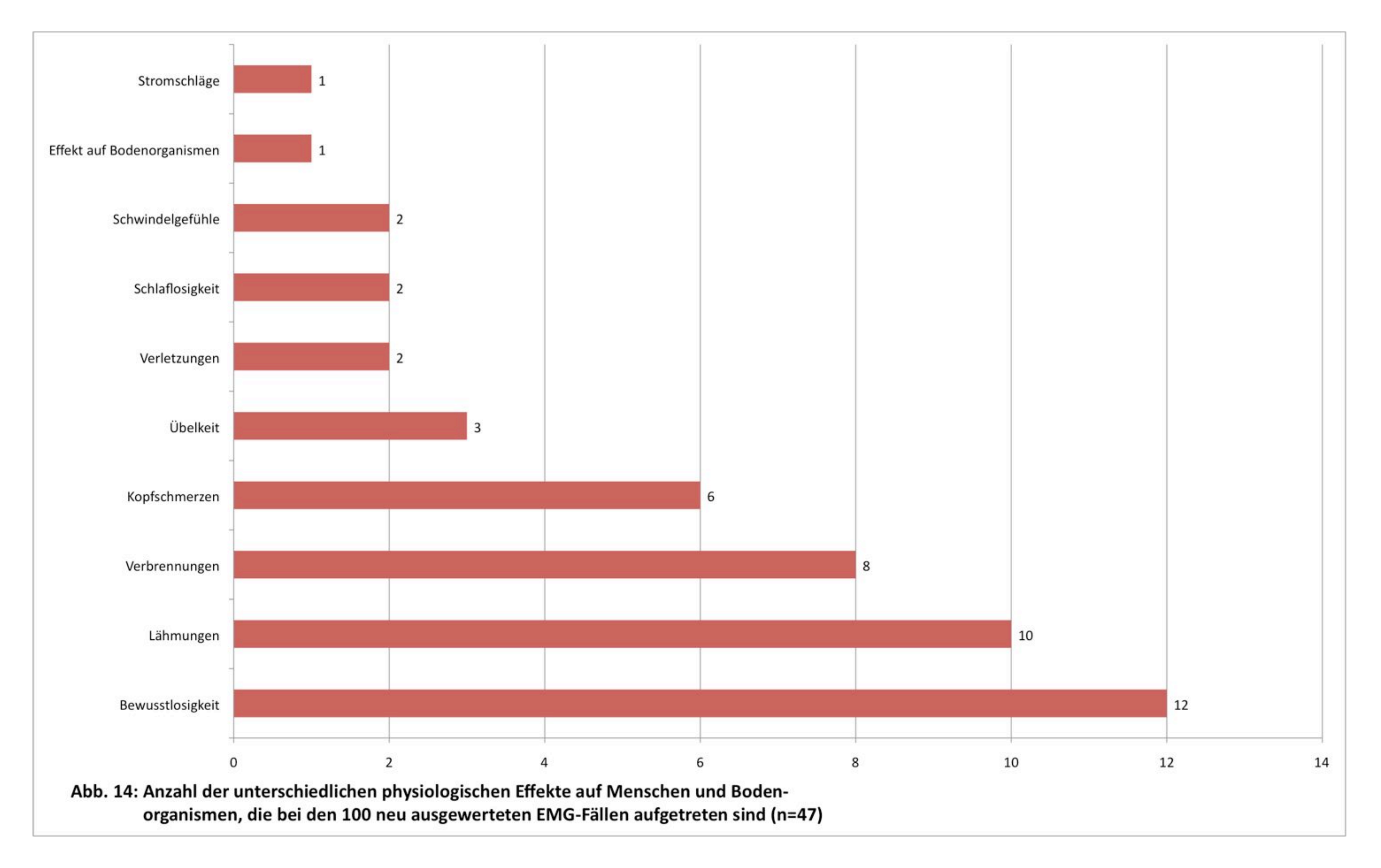


Abb. 14: Anzahl der unterschiedlichen physiologischen Effekte auf Menschen und Bodenorganismen, die bei den 100 neu ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind (n=47)

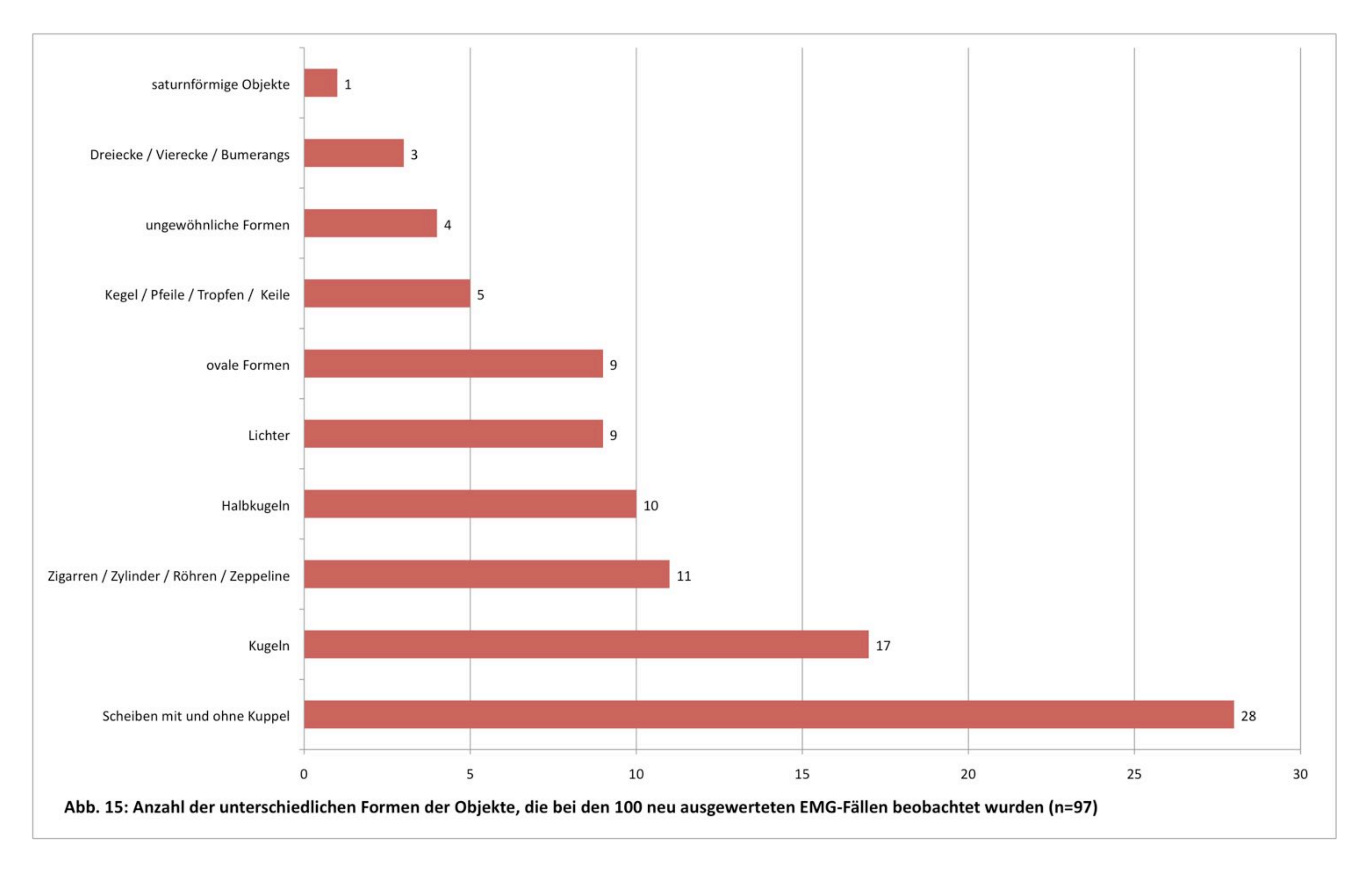


Abb. 15: Anzahl der unterschiedlichen Formen der Objekte, die bei den 100 neu ausgewerteten EMG-Fällen beobachtet wurden (n=97)

Kommentare zu den Diagrammen

Abbildung 1:
Anzahl der EMG-Fälle aus der Literatur pro Jahr zwischen 1930 und 1980

Für den Zeitraum nach 1980 wurde zwar bereits Literatur ausgewertet, aber nur ein geringer Teil. Aus diesem Grund sind EMG-Fälle, die nach 1980 veröffentlicht wurden, nicht im Diagramm berücksichtigt.

Abbildung 2:
Anzahl der EMG-Fälle verteilt auf die Regionen der Welt

Bisher wurden aufgrund der Sprachbarriere nur EMG-Fälle aus angloamerikanischen und deutschsprachigen Veröffentlichungen zum UFO-Phänomen in die Datenbank aufgenommen, bzw. solche Fälle, die aus anderen Sprachen ins Englische / Deutsche übersetzt und in der bislang ausgewerteten angloamerikanischen und deutschsprachigen Literatur publiziert wurden. Dies trifft insbesondere für Süd- und Mittelamerika zu, wo es einige sehr aktive UFO-Phänomen-Forscher gab bzw. gibt, die auch in Englisch publiziert haben (z.B. Granchi 1992). Trotzdem lässt sich an einem Vergleicht mit Europa und Nordamerika unschwer erkennen, dass zum Zeitpunkt dieser Veröffentlichung süd- und mittelamerikanische Fälle in der Datenbank nur zum Teil erfasst sind - wir hoffen, dies in Zukunft ändern zu können. Der afrikanische Kontinent, Russland (bzw. die ehemalige UdSSR) sowie Asien sind im Diagramm aufgrund der Sprachbarriere stark unterrepräsentiert. Bei Australien und den Ozean- und Polarregionen mögen eine geringe Besiedlungsdichte sowie eine vergleichsweise geringere Anzahl von UFO-Interessierten ausschlaggebend für die wenigen bisher in der Literatur gefundenen EMG-Fälle sein.

Abbildung 3:
Verteilung der EMG-Fälle auf die Monate nach Kontinenten

Zunächst sei darauf hingewiesen, dass in der EMG-Datenbank keine UFO-Sichtungen erfasst wurden, sondern deren Wechselwirkungen mit der unmittelbaren Umgebung! Die Datenbank enthält also auch Fälle, bei denen die Zeugen keine direkte Begegnung mit den Objekten hatten, sondern lediglich deren EMG-Effekte wahrgenommen haben - also beispielsweise einen Stromausfall oder Störungen des Fernsehgerätes - und möglicherweise erst später von der UFO-Sichtung erfahren haben.

Interessant ist, dass die monatliche Verteilung der EMG-Fälle scheinbar die genaue Umkehrung der monatlichen Verteilung von UFO-Sichtungen (vgl. z.B. Smith 1995: 233, Rutledge 1981: 216) darstellt. Die meisten statistischen Untersuchungen zur

Häufigkeit von UFO-Sichtungen liefern eine höhere Anzahl in den Sommermonaten, was im allgemeinen damit begründet wird, dass sich im Sommer mehr Menschen im Freien aufhalten und somit die Wahrscheinlichkeit, Zeuge eines UFO-Vorfalls zu werden, steigt. Abb. 3 zeigt einen gegenläufigen Trend: In den Wintermonaten gibt es sowohl auf der Südhalbkugel (Südamerika) als auch auf der Nordhalbkugel tendenziell mehr EMG-Fälle. Eine mögliche Erklärung wäre, dass aufgrund des schlechteren Wetters im Winter mehr Menschen mit dem Auto unterwegs sind und daher eine höhere Wahrscheinlichkeit besteht, Zeuge eines EMG-Effektes zu werden. Tatsächlich sitzen die meisten Zeugen eines EMG-Effektes in einem Fahrzeug (vgl. Abb. 5)!

Unseres Wissens nach wurde bisher bei der Untersuchung der monatlichen Verteilung von UFO-Sichtungen nicht zwischen den verschiedenen Kontinenten differenziert. Abb. 3 zeigt aber, dass dies sinnvoll wäre, da sonst wertvolle Informationen verloren gehen können (die Gruppe „alle" in Abb. 3 zeigt lediglich eine höhere Häufigkeit in den Monaten September bis April - die Verteilung bei den südamerikanischen Fällen mit einer höheren Anzahl von April bis August wird durch die große Zahl an Fällen aus Europa und Nordamerika überlagert). Voraussetzung dafür ist natürlich, dass die benutzte Datenbank eine für die statistische Auswertung ausreichend große Menge an Fällen von den einzelnen Kontinenten enthält.

Abbildung 4:
Zeitliche Verteilung der EMG-Fälle über 24 Stunden

Im Gegensatz zu den Monaten ist die zeitliche Verteilung der EMG-Fälle in Nord- und Südamerika sowie in Europa ähnlich - mit einem Peak um 22 Uhr, morgens zwischen 3 und 4 Uhr und (zumindest für Nordamerika) einem Höhepunkt um 12 Uhr. Fast identisch präsentieren sich auch die Daten der UNICAT-Analyse (Smith 1995: 232) mit Höhepunkten um 21 und 3 Uhr und einem kleinen Peak um 11 Uhr. Smith schreibt: *„Daraus können keine klaren Schlussfolgerungen gezogen werden, außer der bekannten Tatsache, dass das Phänomen hauptsächlich nachts auftritt. Der Höhepunkt um 3 Uhr morgens ist wirklich rätselhaft."* Hervorzuheben ist aber auch, dass die Anzahl der EMG-Fälle und UFO-Sichtungen bereits ab 18 Uhr ansteigt. Rutledge (1981: 219) bemerkt dazu: *„Because of the large variation in the time of sunset during the period of a year, more important than the clock times of sightings, I suspect, is the relationship of UFO sightings to the onset of twilight and darkness. During our field work many sightings occurred well before dark, even under lighting conditions sufficient to discern the shape of an object."* Dies ließe sich mit der EMG-Datenbank leicht überprüfen, indem die zeitliche Verteilung der EMG-Fälle über 24 Stunden nach Monaten aufgeschlüsselt wird. Solch eine Analyse kann erst durchgeführt werden, wenn einige hundert Datensätze mehr vorliegen und soll in einem zukünftigen IGAAP-Bericht nachgereicht werden.

Es ist eine bekannte Tatsache, dass sich das UFO-Phänomen elusiv verhält und sich dem Menschen zu entziehen sucht - besonders spektakulär hat sich dies auf der Skinwalker Ranch in den USA bestätigt (Kelleher und Knapp 2005), wo sich UFO- und paranormale Phänomene vermischt haben und „bereits vorher zu wissen schienen“, mit welchen Mitteln das Forscherteam des *National Institute for Discovery Science* (NIDS) versuchen würde, Beweise zu sammeln. Die Tendenz, sich vor den Menschen zu verbergen - oder zumindest Begegnungen auf ein Mindestmaß zu reduzieren - wäre eine einfache Erklärung für das überwiegend nächtliche Auftreten. Andererseits werden dadurch Begegnungen wie in Belgien (SOBEPS 1993) oder 1997 in Phoenix (Arizona, USA) (Kitei 2000), bei denen Objekte sich offen einer großen Menge von Menschen gezeigt haben, umso rätselhafter. Die UFO-Phänomen-Forscher der SOBEPS (1993: 666) haben hinter diesem Verhalten eine Absicht vermutet: *„Diese Methode würde darin bestehen, dass man sich recht häufig in einer bestimmten, ziemlich kleinflächigen und dicht besiedelten Region zeigt, wie etwa im Hudson Valley* [nördlich New York, USA] *oder im Süden Belgiens geschehen. Die Zeugen der Sichtungen, die Schauplätze (Land, Region) und auch die mit der Sammlung der Daten befassten Personen sowie die hinter ihnen stehende Organisation weisen keine Besonderheiten auf. Sie sind keine ‚Auserwählten'. Es reicht aus, dass die Information die Chance erhält, weitergegeben zu werden.“*

Abbildung 5:
Aufenthaltsorte der Zeugen während des EMG-Vorfalls

Interessant ist der deutliche Abstand der Gruppe „in einem Fahrzeug“ mit 62,6% zur nächst kleineren Gruppe „unter freiem Himmel“ mit nur 14,1%. Folgende Begründungen kämen in Frage:
(1) Die Wahrscheinlichkeit, auf einen EMG-Effekt aufmerksam zu werden, ist in einem Fahrzeug deutlich größer, da der Effekt sich durch die Störung oder den Ausfall eines oder mehrerer Teilsysteme des Fahrzeuges manifestiert und unmittelbar wahrgenommen wird. Abb. 8 zeigt anschaulich, dass EMG-Effekte in 71% der Fälle (!) den Motor betreffen.
(2) Aus vielen Fallsammlungen von UFO-Vorfällen lässt sich entnehmen, dass besonders viele UFO-Zeugen nachts im Auto unterwegs sind - oft auf einsamen Landstraßen oder Autobahnen -, wenn sie ihre Sichtung haben (vgl. z.B. Haines 1999, SOBEPS 1993). Zum einen mag eine erhöhte Aufmerksamkeit während des Fahrens dazu führen, dass mehr gesehen / wahrgenommen wird. Andererseits ließe sich wieder mit der in den Kommentaren zu Abb. 4 diskutierten Elusivität des UFO-Phänomens argumentieren: Die Wahrscheinlichkeit, Zeuge eines EMG-Effektes oder einer UFO-Sichtung zu werden, ist im ländlichen, dünn besiedelten Raum höher als im urbanen.
(3) Es wäre zu vermuten, dass Personen, die zu Fuß, mit dem Pferd oder dem Fahrrad unterwegs sind, dies überwiegend tagsüber tun, wo die Wahrscheinlichkeit, Zeuge

eines EMG-Effektes oder einer UFO-Sichtung zu werden, deutlich geringer ist (vgl. Abb. 4).

Abbildung 6:
Durch EMG-Effekte beeinflusste technische Geräte / Einrichtungen / Anlagen

Auch bei diesem Diagramm sollte man sich zunächst darüber klar werden, dass es letztendlich Menschen sind, welche die EMG-Effekte wahrnehmen - auch wenn dies nur indirekt, z.B. durch das Ablesen eines Messgerätes oder das Aufmerksamwerden auf einen Alarm geschieht. Ausfälle, Funktionsstörungen oder eine kurze unerwartete Reaktion von technischen Einrichtungen und Geräten werden nur dann als ungewöhnliche Begebenheiten registriert, wenn Menschen direkt anwesend sind oder im nachhinein an einem Messwert erkennen, dass ein Ereignis eine unerklärliche Abweichung vom Normalzustand darstellt.

Insofern ist es nicht verwunderlich, dass die größte Häufung von EMG-Effekten bei Uhren, Radios, Beleuchtungssystemen und Fernsehern auftritt. Es handelt sich um alltägliche technische Geräte, die millionenfach vorhanden sind, und bei denen eine „Abweichung vom Normalzustand“ sofort als solche wahrgenommen wird. Es gibt also Grund zu der Annahme, dass der Einfluss von EMG-Effekten auf andere technische Geräte und Einrichtungen in der Grafik unterrepräsentiert ist - entweder weil solche Anlagen vergleichsweise seltener sind (Kraftwerke), oder weil besonders geschultes Personal zur richtigen Zeit am richtigen Ort sein müsste (Elektrizitätsnetzwerke), um eine Abweichung von der Norm mit einem UFO-Vorfall in Verbindung zu bringen (und natürlich müssten diese Personen auch noch bereit sein, über den Vorfall zu berichten, was nicht als selbstverständlich vorausgesetzt werden kann). So können etwa die Ursachen für die Störung des Funkverkehrs vielfältig sein und ließen sich nur mit einem UFO-Vorfall in Verbindung bringen, wenn Menschen vor Ort wären, die unmittelbare Zeugen des Vorfalls wurden und einen Zusammenhang zwischen der Funkstörung und dem Vorfall erkennen.

Abbildung 7:
Anzahlen der durch EMG-Effekte beeinflussten technischen Fortbewegungsmittel

Auffällig ist die geringe Anzahl von EMG-Effekten bei Luftfahrzeugen mit nur 7,5% im Gegensatz zu der bei Fahrzeugen mit 86,0%. Das liegt daran, dass Berichte, die UFO-Vorfälle mit Luftfahrzeugen zum Inhalt haben, - wie z.B. Clark (2003), Weinstein (2009, 2011 und 2012), Haines (1994) sowie Haines (2000), dessen Sammlung bereits 56 EMG-Fälle enthält - in diese Sammlung noch nicht mit aufgenommen worden sind. Dieses nachzuholen wäre ebenfalls notwendig bei einer zukünftigen

Erweiterung der EMG-Datenbank. Abb. 7 ist also bisher noch nicht repräsentativ für Flugzeuge und Helikopter.

Auch muss der Umstand berücksichtigt werden, dass Piloten zwar sehr qualifizierte UFO-Zeugen sind, aber viele Begebenheiten aus Angst vor beruflichen Konsequenzen nicht berichten. Und natürlich ist es auch eine Tatsache, dass es wesentlich mehr Fahrer von Kraftfahrzeugen als Piloten gibt - also die Wahrscheinlichkeit, dass ein EMG-Effekt von einem Auto- oder LKW-Fahrer berichtet wird, viel höher liegt.

Abbildung 8:
Häufigkeit in % des Auftretens von EMG-Effekten in verschiedenen Teilsystemen von Fahrzeugen sowie Häufigkeit der Beeinflussung der Geschwindigkeit von Fahrzeugen

Im Gegensatz zum Radio oder den Scheinwerfern läuft der Motor eines Fahrzeuges praktisch immer. Daher ist es nicht verwunderlich, dass am ehesten EMG-Wechselwirkungen mit dem Motor registriert werden (71% der Fälle). Bei einer ähnlichen Untersuchung der Daten aus der UFOCAT-Datenbank von Saunders konnte Mark Rodeghier (1988) unter 422 Fällen 208 Fälle (49,3%) finden, bei denen Motor und elektrische Systeme betroffen waren und 71 Fälle (16,8%), bei denen nur der Motor beeinflusst wurde.

Nach der einheitlichen Feldtheorie von Burkhard Heim sollten sich Gravitationsfelder nach dem Kontrabarischen Effekt aus elektromagnetischer Strahlung generieren lassen (siehe Einführung zu diesem Bericht).

Würde sich das noch ausstehende "Rotationsexperiment", in dem nach einem schwachen Magnetfeld eines elektrisch ungeladenen Rotationskörpers gesucht wird, als positiv erweisen, dann müssten theoretisch umgekehrt gegeneinander rotierende Magnetfelder gravitative Beschleunigungsfelder erzeugen (Beck 1993). Die zeitliche Änderung eines starken Magnetfeldes soll nach der Heim'schen Theorie ein dazu parallel verlaufendes Gravitationsfeld generieren. Solche extrem starken Magnetfelder ließen sich in Railguns als gepulste Magnetfelder erzeugen. Man müsste feststellen können, ob sich dann auch gepulste Beschleunigungswirkungen nachweisen lassen. Das Anhalten von Automotoren durch UFOs könnte auf die von diesen erzeugten magnetischen Impulsen zurückgehen. Denn im Gegensatz zu statischen Magnetfeldern vermögen hochfrequente Magnetfelder Motorhauben, die als Faradayische Käfige wirken, zu durchdringen und Zündkreise in Fahrzeugmotoren zu unterbrechen (Thomas 1987). Auch konnte gezeigt werden, dass die Wirkungen mit zunehmender Entfernung schneller als mit dem Quadrat der Entfernung abnehmen (Rodeghier 1988).

Abbildung 9:
Häufigkeit in % des Auftretens von EMG-Effekten in verschiedenen Teilsystemen von Luftfahrzeugen

Bemerkenswert ist hier die - im Vergleich zu Abb. 8 - deutlich höhere Anzahl von EMG-Fällen, bei denen Störungen in anderen Systemen als dem Antriebssystem registriert wurden. Magnetkompanten, Funkgeräte, Radargeräte und die empfindlichen Navigationsgeräte eines Flugzeuges reagieren auf starke magnetische Felder bzw. elektromagnetische Strahlung. Jede Störung erregt sofort die Aufmerksamkeit der Piloten, da die Bordsysteme überlebenswichtig sind. Piloten werden daher umgehend nach Gründen für die Störung suchen und schnell erkennen, dass ein zeitgleiches UFO-Ereignis ursächlich verantwortlich sein könnte. In vielen Fällen werden sie sogar erst durch die Störung der Bordelektronik auf ein Objekt in ihrer Nähe aufmerksam gemacht. Falls die Piloten später über den Vorfall berichten, ist es sehr wahrscheinlich, dass sie auch detaillierte Auskunft über die Art der technischen Probleme geben, die sie beobachtet haben.

Abbildung 10:
Anzahl der unterschiedlichen physikalischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind

Besonders interessant sind unter den physikalischen Effekten Magnetisierungen, statische Elektrizität und Synchronisationen, da sie mit größerer Häufigkeit auftreten als andere Effekte und damit das Potential haben, theoretische Annahmen über mögliche Antriebe der unidentifizierbaren Flugobjekte zu erhärten (von Ludwiger 2015b: 201).

Wie bereits in den Kommentaren zu Abb. 8 erwähnt, treten parallel zu den abgestrahlten Gravitationswellen gepulste Magnetfelder auf, deren Feldstärke nach dem Gesetz für Dipolstrahlung mit der 3. Potenz der Entfernung abnimmt. Die Magnetisierung von Flugzeugen, Autos oder Verkehrsschildern in der Nähe eines unidentifizierbaren Flugobjektes (vgl. von Ludwiger 1992: 139) kann daher als indirekte Betätigung der Vermutung gewertet werden, dass von den Objekten ein künstliches Gravitationsfeld erzeugt wird, um die Erdanziehung zu überwinden. Die starken gepulsten Magnetfelder wiederum erzeugen nach dem Prinzip der elektromagnetischen Induktion Ströme in elektrischen Geräten und Schaltkreisen und sind wahrscheinlich für Synchronisationseffekte verantwortlich, also zum Beispiel für Helligkeitsschwankungen bei Autolichtern, die gleichzeitig mit Helligkeitsschwankungen eines in der Nähe befindlichen unidentifizierten Flugobjektes auftreten. Solche Effekte waren unter den in Abb. 10 ausgewerteten 112 Ereignissen mit 21,4% die häufigsten.

In der Nähe von UFOs wurden darüber hinaus Effekte beobachtet, die sich nur als Wirkung starker elektrostatischer Felder deuten lassen, ausgehend von einem Objekt, über dessen Oberfläche sich ein Überschuss an positiver oder negativer Ladung ange-

sammelt hat. Solche Ladungsüberschüsse entstehen vermutlich durch die gepulsten Gravitationsfelder, die - neben weiteren Effekten - eine Ionisation von Luftmolekülen zur Folge haben. Indirekte Hinweise auf hohe elektrostatische Felder sind der Geruch von Ozon in der Nähe der unbekannten Objekte, sowie die Wirkung auf die Haare der Zeugen.

Abbildung 11:
Anzahl der unterschiedlichen thermodynamischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind

Hochfrequente gepulste Gravitationsfelder erzeugen nicht nur sichtbares Licht, sondern auch Mikrowellen- und Infrarotstrahlung. In vielen Fällen von Nahbegegnungen mit UFOs gaben die Zeugen an, sie hätten eine starke Hitze gespürt und es wird ebenfalls häufig berichtet, dass der Boden, über dem das UFO schwebte, verbrannt wurde. Gelegentlich wurde sogar die Vegetation in der Umgebung in Brand gesetzt. Die Objekte strahlen starke Infrarot-Energie ab, was 1961 in einem konkreten Fall im französischen La Boule instrumentell nachgewiesen werden konnte (von Ludwiger 1992: 144). Es war daher zu erwarten, dass die meisten der 180 Fälle mit thermodynamischen Effekten in die Gruppe „Erhitzung von Materialien/Organismen“ hineinfallen würden (63,9%).

Viel interessanter als Hitzeeffekte sind aber negentropische Effekte („Kälteeffekte“), bei denen die Gravitationsstrahlung organisierend wirkt und der Umgebung Wärme entzieht. Das ist immer dann der Fall, wenn die Gravitationsfeld-Impulse niederfrequent sind und es zu keiner Stoßionisation und Absorption der Gravitationsstrahlung kommt. Nur 16,7% der Fälle mit thermodynamischen Effekten fallen bisher in diese Kategorie und wir sind uns bereits sicher, dass wir bei der künftigen Auswertung der Literatur auf weitere derartige Fälle stoßen werden. Für die theoretische Physik sind Kälteeffekte und organisierende Wirkungen besonders interessant, da sie in der Heim'schen Theorie für Gravitationswellen als Projektionen von Aktivitätenströmen in den Raum vorhergesagt werden. Vermutlich sind negentropische Effekte in der Umgebung von UFOs recht häufig - sie werden aber oft von Hitzeeffekten so stark überlagert, dass sie nicht mehr wahrnehmbar bzw. messbar sind.

Abbildung 12:
Anzahl der unterschiedlichen mechanischen Effekte, die bei den ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind

Die Hälfte (!) der beobachteten mechanischen Effekte (50,1%) fällt in die Gruppe „Druckgefühl / ‚hingezogen werden’ / Levitieren“. Die Zeugen berichten entweder, dass sie solche gravitativen Wirkungen an sich selber gespürt haben, beispielsweise indem sie zu einem Objekt emporgehoben wurden, oder sie berichten von Gegen-

ständen, die in der Nähe eines unidentifizierbaren Flugobjektes angehoben, beiseite geschoben oder umgeworfen wurden (von Ludwiger 1992: 147). Besonders aufschlussreich sind einige Vorfälle, bei denen die Objekte niedrig über Bäume hinweg flogen. Die Zeugen konnten dabei beobachten, dass sich die Bäume wie im Sturm hin- und herbewegten, im Wechsel von den Objekten angezogen und abgestoßen wurden (vgl. Titelgrafik). Das scheint daran zu liegen, dass das Gravitationsfeld um die Objekte ein Dipolfeld ist, dessen Pole sich an den Enden der Hochachse befinden: direkt unter dem Objekt entsteht ein Sog, weiter außen ein Druck.

Besonders spektakulär, aber selten beobachtet (2,2%), sind Fälle der Gruppe „Druckgefühl / ‚hingezogen werden' / Levitieren“ - „Einwirkung auf Wasser“. Beim Schweben über Wasserflächen saugen UFOs manchmal Wasser an und es entsteht eine konische Wassersäule um die Hochachse der Objekte, welche die Form des Dipolfeldes nachzeichnet. Von den Zeugen wird dies meist in der Weise interpretiert, dass das Objekt „Wasser tankt“.

Abbildung 13:
Anzahl der unterschiedlichen physiologischen Effekte auf Menschen, die bei den bis 1983 ausgewerteten EMG-Fällen erfasst wurden

Belgische Forscher haben geschätzt, dass in 25% aller Nahbegegnungen mit UFOs physiologische und psychologische Effekte bei den Zeugen auftreten, welche die Gesundheit beeinträchtigen (Vanackeren und Witney 1976). Unter den physiologischen Effekten sind Lähmungserscheinungen am häufigsten. Der ehemalige MUFON-Chef John Schuessler erarbeitete einen Katalog mit 400 Fällen, bei denen physiologische Effekte als Begleiterscheinungen von UFO-Begegnungen auftraten. Darin werden in 14% der Fälle von Lähmungen der Zeugen berichtet, in rund 10% von Verbrennungen und in rund 7% von starker Hitze (Schuessler 1996). Unter den 155 Fällen in der EMG-Datenbank, die bis 1983 ausgewertet wurden, traten sogar in 41,3% der Fälle Lähmungen auf und von Verbrennungen wurde in 9,0% berichtet. Adolf Schneider hat ebenfalls eine Datenbank mit 170 Sichtungen zusammengestellt und fand heraus, dass Lähmungserscheinungen nicht immer als „Nebeneffekt“ einer UFO-Sichtung auftreten. In rund 14% der von ihm untersuchten Fälle wurden Lähmungen durch „Lichtstrahlen“ hervorgerufen, die aus den Objekten auf die Zeugen gerichtet worden waren (Schneider 1978). Möglicherweise lassen sich Gravitationsstrahlungen als Waffe verwenden, die durch Wechselwirkung mit der Luft sichtbares Licht erzeugen und daher als Lichtstrahlen interpretiert werden.

Verbrennungen und Augenrötungen lassen auf UV- und Röntgenstrahlung schließen, die von den unidentifizierten Flugobjekten ausgestrahlt werden könnten. Hitzewirkungen sind sehr wahrscheinlich auf die Abstrahlung von Mikrowellen zurückzuführen (vgl. Kommentare zu Abb. 11).

Abbildung 14:
Anzahl der unterschiedlichen physiologischen Effekte auf Menschen und Bodenorganismen, die bei den 100 neu ausgewerteten EMG-Fällen aufgetreten sind

Bei den 100 neu in die EMG-Datenbank aufgenommenen Fällen wurden - anders als bei denen bis 1983 - alle berichteten physiologischen Effekte erfasst. Das waren immerhin 47. Fälle, bei denen die Zeugen das Bewusstsein verloren, scheinen danach genauso häufig oder sogar häufiger zu sein, als solche mit Lähmungserscheinungen. Ebenfalls häufiger als andere Folgewirkungen sind Kopfschmerzen. Ob sich diese Trends bestätigen, wird sich erst zeigen, wenn mehr neue Fälle in die EMG-Datenbank aufgenommen worden sind. Schuessler (1996; vgl. auch Kommentare zur Abb. 13) konnte mit seinem Katalog zeigen, dass bei 32 von 400 UFO-Vorfällen (8,0%) Zeugen das Bewusstsein verloren und 4,5% über Kopfschmerzen klagten.

Abbildung 15:
Anzahl der unterschiedlichen Formen der Objekte, die bei den 100 neu ausgewerteten EMG-Fällen beobachtet wurden

Leider wurden bei den bis 1983 ausgewerteten Fällen die UFO-Typen nicht miterfasst, was ein großes Manko ist. Statistische Auswertungen, die auf besonders interessante Ergebnisse hoffen lassen, müssen so zunächst zurückgestellt werden. Wir überlegen aber bereits, zumindest einen Teil der bisher ausgewerteten Publikationen noch einmal durchzuschauen und die UFO-Typen nachzuerfassen. Es stehen also zur Zeit nur die 100 neu in die EMG-Datenbank aufgenommenen Fälle zur Verfügung, um die Häufigkeiten der bei EMG-Vorfällen beobachteten UFO-Typen zu untersuchen.

Ein Blick auf die Abb. 15 zeigt eine Häufigkeitsverteilung, die sich - bei aller gebotenen Vorsicht angesichts des geringen Stichprobenumfangs - von Häufigkeitsverteilungen reiner UFO-Typen-Statistiken deutlich unterscheidet. Zunächst ist es wichtig noch einmal darauf hinzuweisen, dass es nicht das Ziel der EMG-Datenbank ist, UFO-Typen zu erfassen, sondern das Hauptaugenmerk liegt auf den von UFOs verursachten elektromagnetischen und gravitativen Effekten und die vorkommenden UFO-Typen wurden lediglich miterfasst. Die in Abb. 15 dargestellten Häufigkeiten der verschiedenen UFO-Typen haben also bereits einen Filter durchlaufen, denn Grundvoraussetzung für die Erfassung in der EMG-Datenbank war, dass in jedem Einzelfall mindestens ein EMG-Effekt beobachtet wurde.

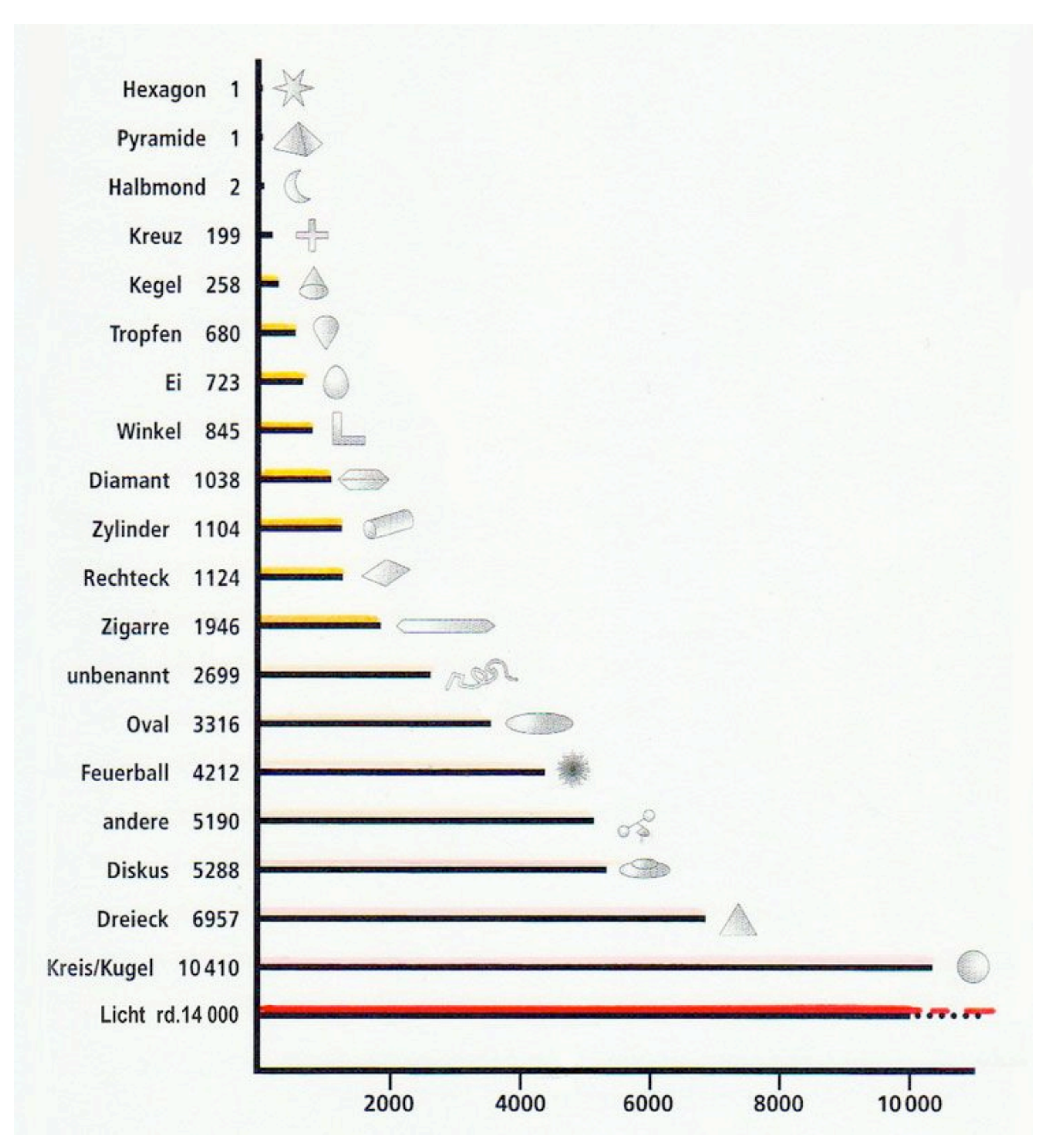


Abb. 16: Häufigkeit verschiedener UFO-Typen nach der Sammlung des National UFO Reporting Center (nach Marler 2013)

Als Vergleich zu Abb. 15 soll Abb. 16 dienen, die von uns nach Daten der NUFORC-Statistik von 2012 (Marler 2013: 10) erstellt wurde und in die rund 60.000 (!) Berichte eingeflossen sind. Rund 23% der Sichtungen in der NUFORC-Statistik betreffen Lichter. Sie werden am häufigsten beobachtet und es handelt sich in der Regel um reine Lichterscheinungen ohne solide Struktur (UAPs - Unidentified Aerial Phenomena). In Abb. 15 liegt der Anteil an Lichtern, von denen EMG-Effekte ausgehen, gerade einmal bei 9,3%. Bestätigt sich der Trend in zukünftigen Untersuchungen mit größeren Stichprobenumfängen, so lässt sich damit zeigen, dass EMG-Effekte ganz

überwiegend bei soliden Objekten auftreten, also einer Art von technischer Einrichtung bedürfen, die sie erzeugt und abstrahlt.

Die Kategorien „Kreis/Kugel“ in Abb. 16 bzw. „Kugeln“ in der EMG-Auswertung sind insofern bemerkenswert, da sie in beiden Statistiken gleich häufig mit rund 17,5% vorkommen. Kugeln gehören nach den Lichtern zu den am meisten beobachteten UFO-Typen. Im Vergleich zu den Kugeln liegen die klassischen „fliegenden Untertassen“ in der NUFORC-Statistik (Diskus) mit 8,8% deutlich hinter diesen und sogar hinter den Dreiecken mit 11,6% („Triangles“ wie bei der belgischen UFO-Welle zwischen 1989 und 1992; SOBEPS 1993). Wie andere Auswertungen, so belegt auch die NUFORC-Statistik, dass diskusförmige Objekte relativ zu den Dreiecken immer weniger häufig beobachtet werden. Seit den 1980er Jahren haben Sichtungen von dreieckigen und rechteckigen Flugobjekten stetig zugenommen (vgl. Abb. 17 sowie Marler 2013: 8) und ziehen mit ihren klar abgrenzbaren Charakteristika das Interesse der UFO-Phänomen-Forscher auf sich. Daher ist es besonders interessant, dass Abb. 15 einen schwachen, davon abweichenden Trend zeigt, der im folgenden kurz diskutiert werden soll.

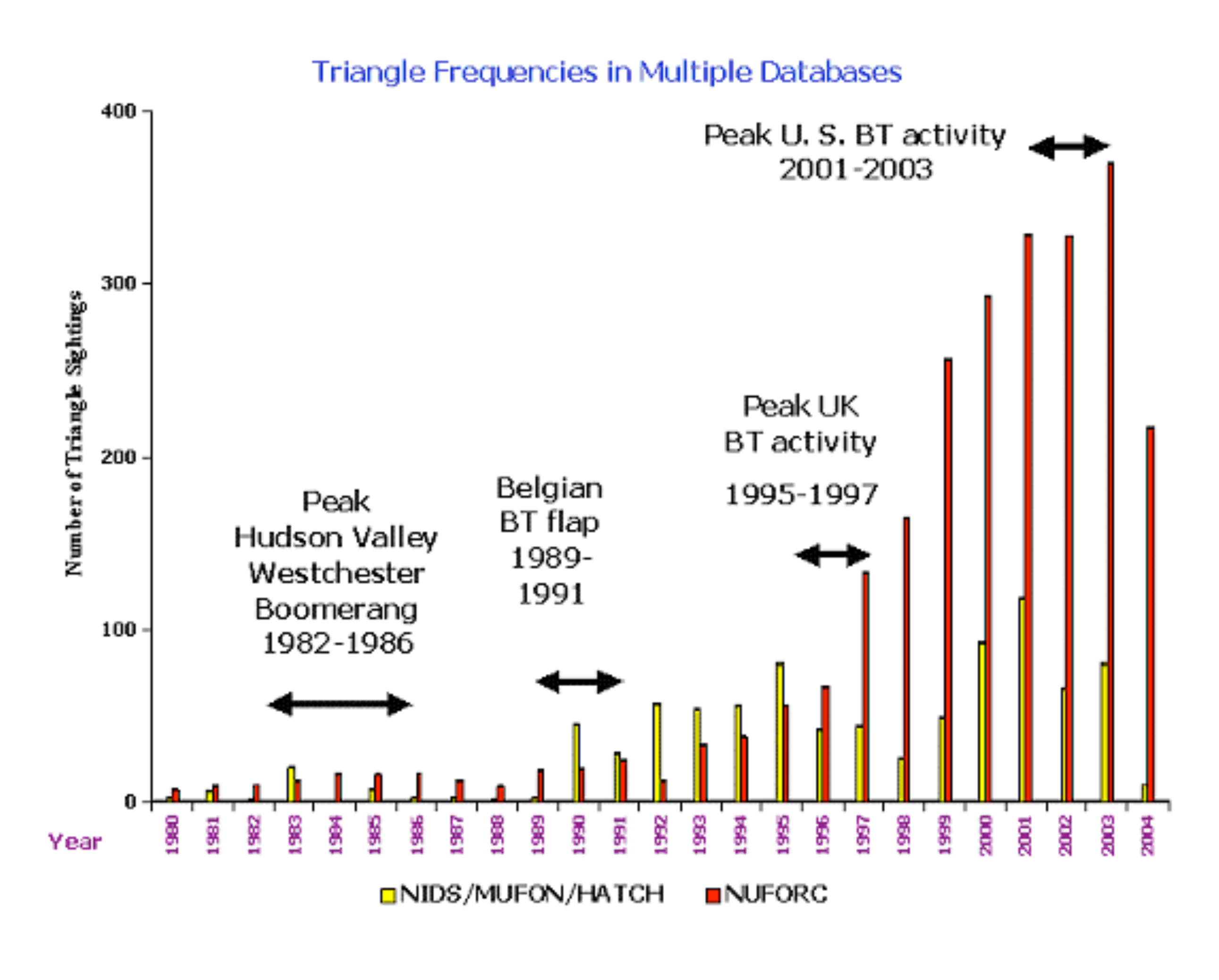


Abb. 17: Flying Triangle Frequencies from Multiple Databases as a Function of Time (NIDS 2004)

Zunächst einmal ist zu bemerken, dass diskusförmige Objekte („Scheiben mit und ohne Kuppeln") mit 28,9% die mit Abstand größte Gruppe bei UFO-Typen mit EMG-Effekten darstellt. Die Scheiben liegen in der EMG-Statistik sogar vor den Kugeln. Bei Dreiecken, Vierecken und Bumerangs wurden aber nur in drei Fällen (3,1%) EMG-Wechselwirkungen mit der Umwelt beobachtet - also bei einer verschwindend geringen Zahl im Vergleich zu den diskusförmigen Objekten. Die Publikationen, aus denen die 100 neu ausgewerteten Fälle stammen, reichen bis ins Jahr 1997 - die Wahrscheinlichkeit ist also bereits groß, dass die geringe Anzahl an beobachteten EMG-Effekten bei Dreiecken kein Problem des Erscheinungsdatums der ausgewerteten Literatur ist (aus der Zeit vor dem Anstieg der Dreiecks-Sichtungen), sondern reale Häufigkeiten repräsentiert. Sollte dies also tatsächlich der Fall sein (die Einarbeitung weiterer Fälle in die Datenbank wird hoffentlich Klarheit bringen), dann verlangt der große Unterschied in der Häufigkeit bei diesen beiden UFO-Typen nach einer Erklärung. Die Auswertung einschlägiger Publikationen (vgl. SOBEPS 1993, Hynek et al. 1998, Marler 2013) und eigene Untersuchungen von Vorfällen mit fliegenden Dreiecken und Rechtecken legen die Vermutung nahe, dass sie einen höheren technischen Entwicklungsstand haben als die Scheiben und deshalb weniger elektromagnetische und gravitative Wechselwirkungen mit der Umwelt zeigen. Ihre mögliche technologische Überlegenheit könnte vielleicht auch der Grund dafür sein, dass sie die diskusförmigen Objekte langsam „ablösen".

Letztendlich ist es genau das, was wir uns erhoffen - dass wir durch statistische Analyse einen besseren Zugang zum UFO-Problem mit seiner für uns neuen Physik bekommen, um vielleicht einige der brennenden Fragen beantworten zu können, die wir uns seit 70 Jahren stellen. Oder - falls dieses Ziel angesichts der zu vermutenden Intelligenzen hinter dem Phänomen zu hochgesteckt ist - zumindest zu lernen, die richtigen Fragen zu stellen, bevor wir nach Antworten suchen.

Literatur

Beck, Th. (H.-Th. Auerbach), 1977: „Lichterscheinungen und Plasmaphänomene in der Umgebung unbekannter Flugobjekte", (S. 335-348), in MUFON-CES Bericht No. 4: *Strahlenwirkung in der Umgebung von UFOs*; Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Beck, Th. (H.-Th. Auerbach), 1993: „The Generation of Antigravity", (S. 241-293), in MUFON-CES Bericht No. 11: *Interdisciplinary UFO Research*; Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Brand, I. (I. von Ludwiger), 1975: „Das UFO-Sichtungsspektrum", in MUFON-CES Bericht 1: *Die Erforschung unbekannter Flugobjekte*, (S. 10-35); Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Brand, I. (I. von Ludwiger), 1979: „Ansätze zu einer Theorie über die Eigenschaften unidentifizierbarer Lichterscheinungen auf der Basis der Heim'schen einheitlichen 6-dimensionalen Quanten-Geometrodynamik“, in MUFON-CES Bericht 6: *Ungewöhnliche Eigenschaften nichtidentifizierbarer Lichterscheinungen*, (S. 229-377); Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Cashman, M., 1999: „The Project 1947 EM Effects Catalog: A History and Plan for Development“, in *Proceedings of the Sign Historical Group UFO History Workshop*, (S. 54-61); The Sign Historical Group, ed. by Th. Tulien, P.O.Box 40, Scotland, CT 06264

Clark, J., 2003: *Strange Skies - Pilot Encounters with UFOs*; New York: Citadel Press Books

Granchi, I., 1992: *UFOs and Abductions in Brazil*; Madison, Wisconsin: Horus House Press Inc.

Haines, R. F., 1994: *Project Delta: A Study of multiple UFO*; Los Altos, California: L.D.A. Press

Haines, R. F., 1999: *CE-5 - Close Encounters of the fifth Kind*; Naperville, Illinois: Sourcebooks

Haines, R. F., 2000: *Aviation Safety in America - A Previously Neglected Factor*; NARCAP Report, unter http://www.narcap.org/reports/narcap.TR1.AvSafety.pdf (abgerufen am 17.05.2017)

Heim, B., 1959: „Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie“, in *Flugkörper*, Vol. 1, S. 100-102, 164-166, 219-221, 244-247

Heim, B., 1980/1989: *Elementarstrukturen der Materie*, I; Innsbruck: Resch

Heim, B., 1983: *Elementarstrukturen der Materie*, II; Innsbruck: Resch

Hynek, J. A., P. J. Imbrogno und B. Pratt, 1998: *Night Siege - The Hudson Valley UFO Sightings*; St. Paul, Minnesota: Llewellyn Publications

Kelleher, C. A. und G. Knapp, 2005: *Hunt for the Skinwalker - Science confronts the Unexplained at a remote Ranch in Utah*; New York: Paraview

Kitei, L. D., 2000: *The Phoenix Lights: A Skeptic's Discovery that we are not alone*; Charlottesville, Virginia: Hampton Roads Publishing

Ludwiger, I. von, 1978: „UFOs and Future Spaceflight Propulsion," in *1978 MUFON UFO Symposium Proceedings*, S. 107-112; MUFON, Dayton, Ohio

Ludwiger, I. von, 1992: *Der Stand der UFO-Forschung*; Frankfurt am Main: Zweitausendeins

Ludwiger, I. von, 2013: *Unsterblich in der 6-dimensionalen Welt - Das neue Weltbild des Physikers Burkhard Heim*; München: Komplett-Media

Ludwiger, I. von, 2015a: „The EMG-Project: A call for case submissions", in *MUFON UFO Journal*, Juni 2015, S. 11-13

Ludwiger, I. von, 2015b: *Ergebnisse aus 40 Jahren UFO-Forschung - Wie die Untersuchungen von MUFON-CES zu einem neuen Weltbild führten*; Rottenburg: Kopp

Ludwiger, I. von und M. Nahm, 2016: „Apport Phenomena of Medium Herbert Baumann: Report on Personal Observations", in *Journal of Scientific Exploration*, Vol. 30, Nr. 4, S. 555-577

Marler, D., 2013: *Triangular UFOs - An Estimate of the Situation*; Rochester, New York: Richard Dolan Press

NIDS (National Institute for Discovery Science), 2004: *Investigations of the Flying Triangle Enigma*; Las Vegas, Nevada, unter: http://www.cohenufo.org/Nids-Investigates-The-Flying-Triangle-Enigma.htm (abgerufen am 17.05.2017)

Rodeghier, M., 1988: „A Summary of Vehicle Interference Reports and a Description of a possible natural Phenomenon causing some Events", in *The Spectrum of UFO Research,* (S. 153-168); Chicago, Illinois: Hynek Center for UFO Studies

Rutledge, H. D., 1981: *Project Identification - The first Scientific Field Study of UFO Phenomena*; Englewood Cliffs: Prentice-Hall

Schneider, A., 1978: „Physiologische und psychosomatische Wirkungen der Strahlen unbekannter Flugobjekte", in MUFON-CES Bericht 6: *Strahlenwirkungen in der Umgebung von UFOs*, (S. 147-154); Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Schneider, A., 1983: „Catalogue of 1319 UFO-cases where electromagnetic and gravity effects were recorded (1930-1982), CODAP II", in MUFON-CES Bericht 9: *Seltsame Flugobjekte und die Einheit der Physik*, (S. 147-154); Feldkirchen-Westerham, Germany: MUFON-CES, Hrsg.: I. von Ludwiger

Schuessler, J. F., 1996: *A Catalog of UFO-Related Human Physiological Effects*; Houston, Texas: Geo Graphics

Smith, W., 1995: „Die UNICAT-Datenbank“, in Illobrand von Ludwiger (Hrsg.), *UFOs - Zeugen und Zeichen. Wissenschaftler untersuchen außergewöhnliche Himmelserscheinungen*; Berlin: Verlag edition q

SOBEPS (Société Belge d'Etude des Phénomènes Spatiaux), 1993: *UFO-Welle über Belgien - Zivile, polizeiliche, militärische und wissenschaftliche Augenzeugen berichten. Eine Dokumentation der Massensichtungen.*; Frankfurt am Main: Zweitausendeins

Thomas, J. K., 1987: „The Vehicle Interference Effect“, in *MUFON UFO Journal*, Sept. 1987, S. 3

Vanackeren und Witney, 1976: „Etude sur les effets physiologues et psychologiques provoqués par les OVNI“, in *Inforespace*, Nr. 27, S. 30-34

Weinstein, D. F., 2009: *The Foofighter Files (1) - Catalogue of Unconventional Aerial Phenomena Reported by Allied Pilots During WW II (1943-1945)*; NARCAP Report

Weinstein, D. F., 2011: *Catalogue - Unidentified Aerial Phenomena Reported by Military & Civilian Pilots from 1946 to 2010*; NARCAP Report

Weinstein, D. F., 2012: *Aviation Safety and Unidentified Aerial Phenomena: A Preliminary Study of 600 Cases of UAPs Reported by Military and Civilian Pilots* ; NARCAP IR-4, 2012, unter http://www.narcap.org/files/narcap_IR-4_DWeinstein_NEW_3-21-12.pdf (abgerufen am 17.05.2017)

Die Existenz des Metrons

Dipl.-Phys. Roger Florian

1. Einleitung

Die folgende Arbeit soll zeigen, wie die Existenz des Metrons τ vernünftig begründet werden kann. Ausgehend von der Newtonschen Gravitationstheorie wird gezeigt, dass das Gravitationsfeld $\vec{\Gamma}$ eines Elementarkorpuskels unterhalb einer Schranke $r_- >$ 0 nicht länger definiert ist. r_- wird als untere Realitätsschranke des Gravitationsfeldes bezeichnet. Es wird gezeigt, dass die untere Realitätsschranke des Gravitationsfeldes dem Schwarzschildradius r_s der Allgemeinen Relativitätstheorie sehr ähnlich ist. In der Folge erweist sich das Konzept des Punktteilchens als unphysikalisch, da es zur Existenz des Gravitationsfeldes und der Einheit von Feld und Feldquelle im Widerspruch steht. Die physikalischen Größen der Planck-Skala erscheinen daraufhin in einem einheitlichen physikalischen Zusammenhang.

Dieser Text basiert auf den Arbeiten von Burkhard Heim, der als erster eine Ableitung des Metrons τ versucht hat. Ein genaueres Studium von Heims Berechnungen zeigt jedoch, dass seine Begründung von τ einige schwerere Fehler aufweist, weswegen eine neue Herleitung erarbeitet werden musste. Heim erhielt rein qualitativ ähnliche Ergebnisse, weswegen sich seine Fehler nicht schwerwiegend auf die weitere Entwicklung seiner Strukturtheorie ausgewirkt haben. Alle wesentlichen physikalischen Ideen, die zur Ableitung des Metrons geführt haben, sind einzig und allein Burkhard Heim zuzuschreiben. Aus der korrekten Herleitung von τ ergeben sich einige interessante Konsequenzen, die erst nach der Korrektur erkannt werden konnten.

2. Grundlagen

Im folgenden sollen die physikalischen Grundlagen zusammengefasst werden, die Ausgangspunkt dieser Arbeit sind.

2.1 Newtonsche Gravitationstheorie

Empirisch findet man für die Gravitationskraft $\vec{F}$, mit der eine Masse M auf eine Masse m wirkt

$$\vec{F} = -\gamma \frac{\vec{r}}{r} \frac{mM}{r^2}$$

Dabei werden die beiden Massen als punktförmig idealisiert. γ ist die sog. Gravitationskonstante; $\vec{r}$ ist der Verbindungsvektor von M nach m und r = | $\vec{r}$ |. Das Gravitationsfeld $\vec{\Gamma}$ der Masse M wird nun durch die Festlegung

$$\vec{F} = m\vec{\Gamma}$$

definiert. $\vec{\Gamma}$ kann nun eine eigenständige Existenz als real existierendes Kraftfeld zugeschrieben werden. Da für die Gravitation das Prinzip von actio gleich reactio gilt, ist es naheliegend, das Gravitationsfeld als ein dem elektrischen Felde ähnliches Phänomen zu interpretieren und nicht etwa auf Scheinkräfte zurückzuführen, wie es die Idee der Allgemeinen Relativitätstheorie ist. Ein wichtiger Unterschied zur elektrischen Kraftwirkung ist der unpolare Charakter des Gravitationsfeldes - d.h. es ist stets m > 0, wenn m die Masse beliebiger ponderabler Materie ist.

Es ist möglich, das statische Gravitationsfeld $\vec{\Gamma}$ einer Masse M als Gradient gradφ eines Potentials φ zu schreiben:

$$\varphi = \gamma \frac{M}{r}$$
$$\vec{\Gamma} = grad\varphi$$

Die übliche Konvention sieht vor, φ mit einem zusätzlichen Vorzeichen zu definieren und $\vec{\Gamma} = -grad\varphi$ zu setzen. Hier wird bewusst eine andere Konvention verwendet, da sich φ bei dieser Wahl des Vorzeichens in natürlicher Weise als ein Geschwindigkeitspotential interpretieren lässt: Für ein Teilchen der Masse m, das in einer Entfernung r mit der Geschwindigkeit v um die Masse M kreist, gilt der Zusammenhang

$$v^2 = \varphi(r)$$

Das Potential φ einer kontinuierlichen Massenverteilung $\sigma = \sigma(\vec{r})$ ist Lösung der Poissongleichung

$$\Delta\varphi = -4\pi\gamma\sigma$$

Auch hier erscheint gegenüber der üblichen Konvention ein zusätzliches Vorzeichen. Unter der Voraussetzung, dass σ kompakten Träger hat und man nur an Lösungen interessiert ist, die wenigstens wie 1/r im Unendlichen abfallen, ist die allgemeine Lösung dieser Gleichung durch

$$\varphi(\vec{r}) = \gamma \int \frac{\sigma(\vec{r}\,')}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} dv'$$

gegeben (insbesondere wird dadurch eine Verschiebung des Potentialnullpunktes um einen konstanten Betrag $\varphi_0 \neq 0$ unterdrückt; diese Lösungsgleichung passt somit zu dem Potential eines Punktteilchens wie es oben bereits angegeben wurde).

Zuletzt soll ein elementares Ergebnis der Newtonschen Gravitationstheorie reproduziert werden, das für die weiteren Überlegungen von Bedeutung ist: Betrachten wir eine bezüglich eines Punktes (Ursprung des Systems sphärischer Koordinaten) radialsymmetrische Massenverteilung der Dichte $\sigma = \sigma(r)$, so ist die gesamte Gravitationswirkung in einem Abstand r = r_0 die Gravitationskraft einer Masse m(r_0), die im Zentrum konzentriert erscheint. m(r_0) ist der im Volumen r $\leq r_0$ gegebene Anteil der durch $\sigma(r)$ definierten Massenverteilung.

Dazu setzen wir mit der Poissongleichung in Kugelkoordinaten an:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right) = -4\pi\gamma\sigma(r)$$

$$\Rightarrow \frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right) = -4\pi\gamma r^2\sigma(r)$$

$$\Rightarrow 2r\frac{d\varphi}{dr} + r^2\frac{d^2\varphi}{dr^2} = -4\pi\gamma r^2\sigma(r)$$

Integration über r von r = 0 bis r = r_0 liefert

$$2\int_0^{r_0} r\frac{d\varphi}{dr}dr + \int_0^{r_0} r^2\frac{d^2\varphi}{dr^2}dr = -\gamma\int_0^{r_0} 4\pi r^2\sigma(r)dr$$

Das Integral auf der rechten Seite ist gerade m(r_0). Die linke Seite kann durch partielle Integration umgeformt werden. Man erhält:

$$2\left[r\varphi\right]_{r=0}^{r=r_0} - 2\int_0^{r_0}\varphi(r)dr + \left[r^2\frac{d\varphi}{dr}\right]_{r=0}^{r=r_0} - 2\int_0^{r_0} r\frac{d\varphi}{dr}dr =$$
$$= 2\left[r\varphi\right]_{r=0}^{r=r_0} - 2\int_0^{r_0}\varphi(r)dr + \left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right)\Big|_{r=r_0} - 2\left[r\varphi\right]_{r=0}^{r=r_0} + 2\int_0^{r_0}\varphi(r)dr$$

Im letzten Ausdruck bleibt nur $\left[r^2 d\varphi/dr\right]_{r=r_0}$ übrig. Da r_0 beliebig war, ergibt sich allgemein

$$\frac{d\varphi}{dr} = -\gamma\frac{m(r)}{r^2}$$

Nun ist $d\varphi/dr = \Gamma_r$ (da sphärische Koordinaten orthogonal sind und da $g^{rr} = 1$ für die Inverse der Metrik ${}^2\underline{g}$ in Kugelkoordinaten) und wegen der Radialsymmetrie verschwinden Γ_ϑ und Γ_φ. Daher ist obige Aussage äquivalent zu

$$\vec{\Gamma} = -\gamma\frac{\vec{r}}{r}\frac{m(r)}{r^2} \qquad (1)$$

Dies ist das gesuchte Ergebnis. Später wird es notwendig sein, das vorgestellte Argument noch einmal zu verfeinern.

2.2 Äquivalenz von Energie und Masse

Nach Einstein besteht die Äquivalenz $E = m_t c^2$, wobei E eine Energie und m_t eine träge Masse bedeuten: Jeder Energie ist also eine träge Masse äquivalent und umgekehrt. Das Äquivalenzprinzip von Masse und Energie ist experimentell vielfach bestätigt worden und kann als gesicherter Grundbestand der Physik angesehen werden. Schon länger ist die strenge Äquivalenz von träger Masse m_t und schwerer Masse m_s bekannt, so dass beide stets miteinander identifiziert und kurz mit m angegeben werden. Somit gilt also

$$E = mc^2$$

Wird aber die Gültigkeit beider Prinzipien angenommen, so folgt, dass jeder Form von Energie eine schwere Masse zugeordnet werden muss. Jede Form von Energie erzeugt also ihr eigenes Gravitationsfeld, welches dann physikalisch - wiederum wegen Äquivalenz von träger und schwerer Masse - als universelles Führungsfeld in Erscheinung tritt (alle Körper fallen gleich).

Dies legt insbesondere nahe, dass Energie nicht nur als abstrakte Rechengröße betrachtet werden kann: Durch ihr Gravitationsfeld tritt jede Form von Energie physikalisch in Erscheinung. Es muss also einen ganz fundamentalen strukturellen Zusammenhang zwischen Energie und dem Gravitationsfeld geben. Dies bedeutet auch, dass jede Form von materiell-energetischer Struktur untrennbar mit dem Phänomen der Gravitation vereint ist: Es erscheint sinnlos, eine fundamentale Theorie der Naturbeschreibung unter Ausschluss des Gravitationsfeldes konzipieren zu wollen. Insbesondere wäre es verwunderlich, wenn überhaupt etwas Wesentliches über die Grundfragen der Physik in Erfahrung gebracht werden könnte, ohne das Gravitationsfeld von Anfang an zu einem integralen Bestandteil der Betrachtungen zu machen: Nach den Grundlagen der Physik zu fragen, muss also stets bedeuten, gleichzeitig nach der wahren Natur des Gravitationsfeldes zu fragen. Es erscheint daher sinnvoll, sich zunächst intensiver mit dem Phänomen der Gravitation auseinanderzusetzen.

3. Weiterführende Untersuchung des Gravitationsfeldes und die Existenz des Metrons

Im Folgenden wollen wir das statische Gravitationsfeld eines elektrisch neutralen Elementarkorpuskels der Masse μ, den wir uns fortan im Zentrum eines sphärischen Koordinatensystems denken, genauer untersuchen. Zunächst wollen wir die Masse μ als Massenpunkt idealisieren. Empirisch ist bekannt, dass die Newtonsche Gravitationstheorie ein solches Gravitationsfeld sehr gut wiedergeben kann.

Bringen wir ein zweites Teilchen m1 in das Gravitationsfeld der Masse μ, so wirkt stets eine anziehende Kraft zwischen den beiden Körpern. Die Masse m1 befinde sich im Abstand r von der Masse μ. Dann ist das Energieniveau $\psi = \psi(r)$ zwischen beiden Teilchen nach Newton durch

$$\psi(r) = -\frac{\mu m_1}{r^2}$$

gegeben. Da die Newtonsche Theorie das Gravitationsfeld sehr genau beschreibt, ist zu erwarten, dass der Ausdruck für $\psi(r)$ das Energieniveau der Wechselwirkung ebenso gut approximiert. Das Energieniveau ist negativ, da Gravitation stets anziehend wirkt.

Nach den Überlegungen im letzten Abschnitt muss der Wechselwirkungsenergie $\psi(r)$ eine schwere Masse m gemäß

$$\psi(r) = \underline{m}c^2$$

entsprechen. Diese Wechselwirkungsenergie kann nur dann auf natürliche Weise verstanden werden, wenn dem Gravitationsfeld eine (lokalisierbare) Energiedichte zugeordnet wird, die nach dem Äquivalent von Energie und Masse einer *Feldmasse* (Heim) entspricht. Das bedeutet aber, dass das Gravitationsfeld aufgrund seiner Feldmasse wieder Quelle eines Gravitationsfeldes ist usw. Das heißt, wir müssen erwarten, dass sich das wahre Gravitationsfeld einer Korpuskularmasse als komplizierte Überlagerung vieler Einzelbeiträge ergibt. Mithin dürfte das Konzept des statischen Gravitationsfeldes eine reine Idealisierung sein: Das statische Gravitationsfeld kann nur als ein komplexer Gleichgewichtszustand verstanden werden, dem winzige Fluktuationen des Feldes überlagert sind. Es findet ein ständiger Energieaustausch zwischen Feld und Feldquelle statt.

Wir müssen nun annehmen, dass dem Elementarteilchen eine „nackte" Teilchenmasse m_0 zugeordnet ist. Diese Masse ist Quelle eines primären Gravitationsfeldes, welches aufgrund seiner Energiedichte ein (erstes) sekundäres Gravitationsfeld produziert usw. Das statische Gravitationsfeld betrachten wir als den Endzustand dieses gravitomagnetischen Elementarprozesses. Weiter wollen wir annehmen, dass ein r_0 existiert, so dass r_0 die kleinste Zahl ist mit der Eigenschaft, dass die ganze Masse m_0 in der Kugel mit Radius r_0 enthalten ist. Wir wollen hier von einer möglichen Innenstruktur der Elementarteilchen absehen und die Korpuskel als jene Kugel vom Radius r_0 verstehen. Mit dieser Vereinfachung zeichnet das System keine Raumrichtung aus und ist daher radialsymmetrisch - d.h. die Masse m_0 wird außerhalb der Kugel vom Radius r_0 als Punktmasse erscheinen, die sich im Zentrum befindet. Aus dem gleichen Grund muss für $r \geq r_0$ eine Massendichte $\sigma = \sigma(r)$ existieren, die nur von r abhängt, und die Verteilung der Feldmasse von m_0 beschreibt. Insgesamt wird die Masse m also zu einer *abstandsabhängigen* Funktion m = m(r), die beschreibt, wie viel Masse im Kugelvolumen mit Radius r insgesamt enthalten ist. Da die Massen

radialsymmetrisch verteilt sein müssen, kann nach den vorherigen Untersuchungen geschlossen werden, dass die Gravitationskraft $\Gamma(r) = \Gamma_r(r)$ für $r \geq r_0$ durch

$$\Gamma(r) = -\gamma \frac{m(r)}{r^2}$$

gegeben ist. In einem Abstand $r_1 \geq r_0$ von m_0 sind die Feldmassen aus dem Bereich $r \geq r_1$ also überhaupt nicht spürbar. Wir werden uns zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal kritisch mit dieser Argumentation auseinandersetzen.

Da das Energieniveau des Gravitationsfeldes stets negativ ist, muss dem Gravitationsfeld eine negative Energiedichte zugeordnet werden. Die Feldmasse ist daher eine Antimasse. D.h. es ist zu erwarten, dass das Gravitationsfeld seinerseits ein Antigravitationsfeld produziert.

Die wirklich ablaufenden gravitativen Prozesse müssen von einer enormen Komplexität sein, so dass eine exakte Untersuchung des Gesetzes der Gravitation der Entwicklung einer Gravitationsdynamik bedarf. Wir wollen nun die erste Grundgleichung dieser Gravitationsdynamik ableiten. In der Folge werden wir den Wert der Gravitationsfeldkonstanten α aufdecken.

Wir wollen für $r_1 \geq r_0$ die Quellenverteilung von $\vec{\Gamma}$ ausrechnen. In Kugelkoordinaten gilt

$$\overline{div}\vec{\Gamma}(r) = \frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\left(-\gamma\frac{m(r)}{r^2}\right)\right) = -\gamma\frac{1}{r^2}\frac{dm}{dr}$$

nun ist

$$\mathrm{m(r)} - \mathrm{m}_0 = 4\pi\int_{r_0}^{r} s^2\sigma(s)ds$$

also

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2\sigma(r)$$

bzw.

$$\frac{1}{4\pi r^2}\frac{dm}{dr} = \sigma(r)$$

Ist dV = $4\pi r^2 dr$ das Volumen der Kugelschale vom Radius r und mit Dicke d_r, so ergibt sich

$$\frac{d}{dV} = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{d}{dr}$$

Damit erhalten wir den Dichteoperator Λ, der durch die Wirkung $\Lambda;m = \sigma$ definiert ist: Durch Vergleich finden wir $\Lambda = \frac{d}{dV}$. Damit kann obiger Ausdruck für die Divergenz von $\vec{\Gamma}$ umgeformt werden:

$$\overline{div}\vec{\Gamma} = -4\pi\gamma\Lambda; m$$

Dies schreiben wir als

$$\alpha\overline{div}\vec{\Gamma} = -\Lambda; m = -\sigma \qquad (2)$$

mit α der Feldkonstante des Gravitationsfeldes, die durch

$$4\pi\gamma\alpha = 1$$

gegeben ist. Die gefundene Gleichung hat sehr große formale Ähnlichkeit mit der Maxwellgleichung

$$\varepsilon_0\overline{div}\vec{E} = \rho$$

mit dem elektrischen Feld $\vec{E}$, der elektrischen Ladungsdichte ρ und der Influenzkonstante ε_0 (Feldkonstante des elektrischen Feldes). Es ergeben sich jedoch zwei wichtige Unterschiede, die aufdecken, dass die Theorien durchaus sehr unterschiedlich sind: Zunächst tritt im Falle des gravitationsdynamischen Gesetzes das Feld $\vec{\Gamma}$ wieder als Quelle des Feldes $\vec{\Gamma}$ auf: $\vec{\Gamma}$ liefert einen Beitrag zur rechten Seite. Des Weiteren ist das Vorzeichen vor der Massendichte σ negativ (dies ist unabhängig von der verwendeten Konvention)! Dieses Vorzeichen trägt gerade dem Umstand Rechnung, dass sich Massen anziehen und die Energiedichte des Gravitationsfeldes damit negativ sein muss.

Gravitationsdynamische Untersuchungen analog der Elektrodynamik ergeben für die Gesamtenergie E_r des statischen Feldes

$$E_r = -\frac{\alpha}{2}\int\vec{\Gamma}^2 dv$$

mit der negativen Energiedichte

$$\eta_\Gamma dv = -\frac{\alpha}{2}\vec{\Gamma}^2 dv$$

Wegen des Äquivalenzprinzips gelangen wir zu der folgenden Gleichung für die Gesamtenergie E des konservativen Systems aus Feld und Feldquelle, die von zentraler Bedeutung für die weiteren Untersuchungen ist:

$$\mathrm{E} = \mathrm{m(r)c^2} = m_0c^2 + E_r = m_0c^2 - \frac{\alpha}{2}\int\vec{\Gamma}^2 dv \qquad (3)$$

Umgeschrieben also

$$\mathrm{m(r)c^2} + \frac{\alpha}{2}\int\vec{\Gamma}^2 dv = m_0c^2 = const$$

Auf diese Weise geht die Lichtgeschwindigkeit c in die Theorie ein. Aus dem Zusammenhang (3) lässt sich nun das unbekannte Gesetz m = m(r) ermitteln. Totale Differentiation der umgeformten Gleichung (nach r) führt auf

$$c^2\frac{dm}{dr}+\frac{d}{dr}\left\{\frac{\alpha}{2}\int_{r_0}^{r}4\pi\left(\gamma\frac{m(s)}{s^2}\right)^2 s^2 ds\right\}=0$$

$$\Leftrightarrow c^2\frac{dm}{dr}+\frac{d}{dr}\left\{2\pi\alpha\int_{r_0}^{r}\gamma^2\frac{m(s)^2}{s^2}ds\right\}=0$$

Damit erhalten wir letztendlich die Differentialgleichung

$$\frac{dm}{dr}=-a\frac{m(r)^2}{r^2}, \qquad a=\frac{2\pi\alpha\gamma^2}{c^2} \tag{4}$$

Diese Differentialgleichung lässt sich elementar durch Trennung der Variablen lösen:

$$\int_{m_0}^{m(r)}\frac{d\xi}{\xi^2}=-a\int_{r_0}^{r}\frac{ds}{s^2}$$

$$\Rightarrow -\left[\frac{1}{\xi}\right]_{\xi=m_0}^{\xi=m(r)}=a\left[\frac{1}{s}\right]_{s=r_0}^{s=r}$$

Elementare Umformungen ergeben

$$m(r)=\frac{m_0}{am_0\left[\frac{1}{r_0}-\frac{1}{r}\right]+1}$$

Es ist nun erstaunlich, dass der Konstanten am_0 eine ganz besondere Bedeutung zukommt. Wir können sie umformen gemäß

$$am_0=\frac{2\pi\alpha\gamma^2}{c^2}m_0=\frac{2\pi m_0\gamma}{4\pi\gamma c^2}=\frac{1}{4}r_s,$$

wobei

$$r_s=\frac{2\gamma m_0}{c^2}$$

gerade der Schwarzschildradius der Allgemeinen Relativitätstheorie ist. Nach weiterer Umformung erhält man

$$m(r)=\frac{m_0}{1+\frac{r_s}{4r_0}\left[1-\frac{r_0}{r}\right]} \tag{5}$$

Der typische Verlauf der Kurve m(r) ist in Abbildung Nr.1 dargestellt.

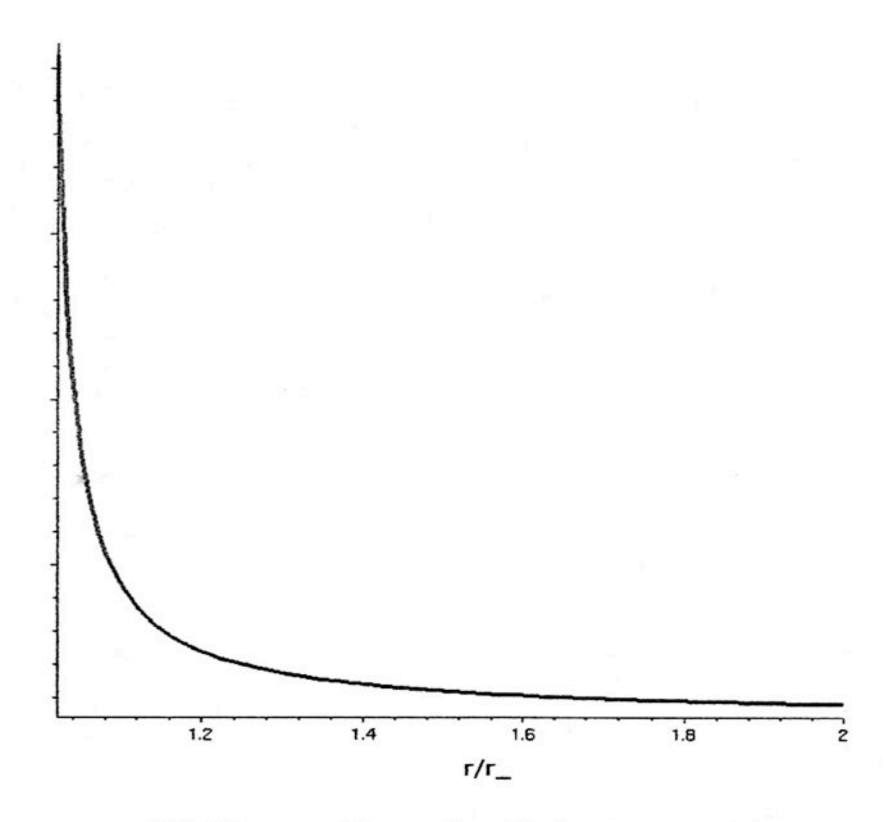


Abbildung 1: Typischer Verlauf von $m(r)$

Der Ausgangspunkt unserer Überlegungen war die Berücksichtigung der Energiedichte des Gravitationsfeldes im Gravitationsgesetz. Es ist durchaus erstaunlich, dass diese vergleichsweise elementare Betrachtung ergibt, dass der Schwarzschildradius r_s der Masse m_0 den Verlauf des Feldes prägt. Wir müssen nun genauer herausarbeiten, welche Bedeutung r_s für das Gravitationsgesetz hat. Das Gesetz m(r) beschreibt offenbar eine monoton abfallende Funktion, die bei r_0 den Wert m_0 erreicht. Man erkennt, dass der Nenner von m(r) verschwinden kann, wenn r nur hinreichend klein gewählt wird. Dies bedeutet aber, dass das gefundene Gesetz m(r) eine untere Realitätsschranke r_- des Gravitationsfeldes definiert! Unterhalb von r_- ist das Gravitationsfeld nicht länger existent. Wir finden r_- durch die Bedingung

$$\lim_{r \to r_0} \mathrm{m}(\mathrm{r}) = \infty$$

Die Nennernullstelle ergibt sich aus der Bedingung

$$1 + \frac{1}{4}\frac{r_s}{r_0}\left[1 - \frac{r_0}{r_-}\right] = 0$$

Wie ist nun die Funktion m(r) und das Wertepaar (r_0, m_0) zu interpretieren? Um das Gesetz m = m(r) aufzufinden, sind wir von der Vorstellung ausgegangen, dass es so etwas wie eine „nackte” Teilchenmasse m_0 gibt, die in einer Kugel vom Radius r_0 eingeschlossen ist. Die wahren Werte von r_0 und m_0 kennen wir natürlich nicht, aber

wenn wir sie als gegeben voraussetzen, dürfen wir das Gravitationsfeld nur im Bereich $r \geq r_0$ betrachten.

Unsere Kurve m(r) ist also nur für $r \geq r_0$ definiert. Welche Rolle spielt dann die untere Realitätsschranke r_-? Das werden wir nun genauer herausarbeiten. Entfernt man sich von dem Elementarkorpuskel, so beobachtet man eine Verringerung seiner Masse. Für diese Abnahme ist die Feldmasse des Gravitationsfeldes verantwortlich:

Da die Energiedichte des Gravitationsfeldes negativ ist, entfaltet das Feld eine Antigravitationswirkung. Im Abstand r_1 ist die Antigravitation der Feldmasse, die sich im Bereich $r > r_1$ befindet, noch nicht spürbar. Mit zunehmendem Abstand wird die Zentralmasse aber immer mehr vom Gravitationsfeld abgeschirmt. Damit ist die Feldmasse die Kontermasse der Zentralmasse: Wenn man die Teilchenmassen mit den positiven Ladungen der Elektrizität identifiziert, so käme der Feldmasse die Bedeutung der negativen Ladung zu. In der Gravitationsdynamik erwarten wir also, dass die Senken des Gravitationsfeldes nicht etwa andere Teilchen mit einer Antimasse sind, sondern das Gravitationsfeld selbst! Feldlinien enden also irgendwo im Gravitationsfeld.

Betrachtet man die funktionale Abhängigkeit m = m(r) genauer, so erkennt man, dass m für $r \to \infty$ gegen einen Grenzwert konvergiert. Es gilt

$$\mu := \lim_{r \to \infty} m(r) = \frac{m_0}{1 + r_0 / 4r_0} \tag{6}$$

Des weiteren erkennt man, dass sich m diesem Grenzwert rapide annähert. So wird deutlich, dass selbst bei Prozessen im atomaren oder subatomaren Bereich nur die Masse μ in Erscheinung treten kann. Dies führt uns aber zu einer physikalischen Erkenntnis von ganz fundamentaler Bedeutung: Eine experimentell beobachtete Elementarteilchenmasse ist immer die Masse μ und damit immer die kombinierte Masse von Feld und Feldquelle! Das Gravitationsfeld und seine Feldquelle müssen als eine untrennbare Einheit verstanden werden. Ja mehr noch: Was wir ein „Elementarteilchen" nennen, ist in Wirklichkeit eine Einheit aus einem zentralen Innenbereich (Radius r_0), der als korpuskular bezeichnet werden kann, und einer ausgedehnten Gravitationsfeldstruktur, die vom Elementarkorpuskel erregt wird. Wir müssen also erkennen, dass das Konzept des Punktteilchens im Widerspruch steht zur Existenz des Gravitationsfeldes und der Einheit von Feld und Feldquelle. Das Konzept des Punktteilchens kann daher nur als eine Idealisierung verstanden werden.

Ontologisieren sollte man diesen Begriff jedoch nicht. Wie bereits erwähnt wurde, erzeugt jede materiell-energetische Struktur ihr eigenes Gravitationsfeld. Zu einem gewissen Anteil scheint die Gravitationsfeldstruktur ein Materiequant also überhaupt erst zu definieren! Diese Unmöglichkeit, zwischen Materie und Gravitationsfeld eine Trennlinie zu ziehen, wird durch das Gesetz m = m(r) zum Ausdruck gebracht.

Nachdem wir dies verstanden haben, wird klar, dass die Grenzen der Gravitation die Grenzen der Materie sind: Wenn Gravitation unterhalb einer Schranke nicht länger definiert ist, so ist unterhalb dieser Schranke auch keine materiell-energetische Struktur definierbar, da Gravitationsfeld und Feldquelle nur gemeinsam auftreten. r_- muss also mit daran beteiligt sein, eine Grenze festzulegen, unterhalb derer keinerlei physikalische Strukturen definierbar sind. Wir wollen uns in diese Richtung nun einige Gedanken machen. Dazu ist es zunächst notwendig, die Konstanten r_0, m_0, μ und r_- etwas genauer zu betrachten.

Wenn wir die Funktionskurve von m(r) im ganzen Bereich $r > r_-$ betrachten, erkennen wir, dass die Funktionskurve überhaupt keine Strukturierung besitzt, die ein Wertepaar (r_0, m_0) von alleine auszeichnen könnte. Vielmehr ist unser Wertepaar (r_0, m_0) nur irgendein Punkt auf der Kurve, nicht mehr und nicht weniger. Im Prinzip wäre jedes Wertepaar $(\tilde{r}_0, m(\tilde{r}_o))$ geeignet, die Kurve m(r) für $r > r_-$ in gleicher Art und Weise zu beschreiben.

Jedoch kommt der Größe μ eine intrinsische physikalische Bedeutung zu! μ charakterisiert das Teilchen unabhängig von den tatsächlichen Werten von r_0 und m_0. Insbesondere ist die Masse, die man experimentell bestimmt, in sehr guter Näherung die Masse μ und nicht etwa die Masse m_0. Genauso ist es mit r_-: Zur Berechnung von r_- können wir (r_0, m_0) durch jedes Wertepaar (r, m(r)) ersetzen und erhalten stets das gleiche Ergebnis. Insbesondere können wir $m_0 = \mu$ wählen. Dies entspricht $r_0 = 1$. Für diese Wahl erhält man

$$r_- = \frac{1}{4}\frac{2\gamma\mu}{c^2} = \frac{1}{4}r_s(\mu) \qquad (7)$$

Die untere Realitätsschranke r_- des Gravitationsfeldes kann also direkt durch μ ausgedrückt werden. Bei μ und r_- handelt es sich um physikalische Größen, die das Elementarteilchen beschreiben - einmal in Form einer Masse und einmal in Form einer Länge.

Nun erkennen wir aber, welche Bedeutung r_- zukommt: Für eine gegebene Masse μ kann das Gravitationsfeld nur oberhalb von $r_- = r_-(\mu)$ existieren. Dies bedeutet aber, dass unbedingt $r_0 > r_-$ sein muss! D.h. r_- legt tatsächlich eine Schranke fest, unterhalb derer keine physikalischen Strukturen existent sein können. Anders gesagt: Wenn wir ein Korpuskel samt Gravitationsfeldstruktur mit einer Gesamtmasse μ im Raum erzeugen wollen, so ist die untere Realitätsschranke r_- die untere Schranke seiner möglichen Ausdehnung!

So zeigt sich ganz deutlich, dass ponderable Punktteilchen eine physikalische Unmöglichkeit sind.

Das Gravitationsfeld $\vec{\Gamma}(r) = \frac{\vec{r}}{r}\Gamma(r)$ ist gegeben durch

$$\Gamma(r) = -\gamma \frac{m(r)}{r^2} = -\frac{\gamma m_0}{r_s^{\,2}} \frac{(r_s/r)^2}{1+\frac{r_s}{4r_0}\left[1-\frac{r_0}{r}\right]}$$

Wir wollen nun zeigen, dass das neue Gravitationsgesetz in führender Ordnung mit dem Newtonschen Kraftgesetz übereinstimmt und darüber hinaus die erste Korrektur bestimmen.

Dabei zeigt sich wieder, dass μ die Masse ist, die physikalisch in Erscheinung tritt. Γ lässt sich umformen zu

$$\Gamma = -\frac{\Theta}{r_s^{\,2}} \cdot \gamma\mu \cdot \frac{\xi^2}{\Theta - \frac{1}{4}\xi}$$

mit

$$\Theta = 1 + \frac{1}{4}\frac{r_s}{r_0}$$

und

$$\xi = \frac{r_s}{r}$$

Experimentell wird das Gesetz nur im Bereich r >> r_s beobachtet. Daher wollen wir Γ um $\xi = 0$ in einer Taylorreihe entwickeln. Für den Bruch findet man

$$\frac{\xi^2}{\Theta - \frac{1}{4}\xi} = \frac{1}{\Theta}\xi^2 + \frac{1}{4\Theta^2}\xi^3 + O(\xi^4)$$

für Γ also

$$\Gamma \approx -\frac{\Theta}{r_s^{\,2}} \cdot \gamma\mu \cdot \left[\frac{1}{\Theta}\xi^2 + \frac{1}{4\Theta^2}\xi^3\right]$$

$$\Rightarrow \Gamma \approx -\gamma\mu\left[\frac{1}{r^2} + \frac{r_s}{4\Theta}\frac{1}{r^3}\right]$$

Die Konstante $r_s/4\Theta$ kann weiter umgeformt werden:

$$\frac{r_s}{4\Theta} = \frac{r_s}{4\left[1+\frac{1}{4}\left(\frac{r_s}{r_0}\right)\right]} = \frac{1}{4}\frac{r_s}{1+\frac{r_s}{4r_0}} = \frac{\gamma}{2c^2}\frac{m_0}{1+\frac{1}{4}\frac{r_s}{r_0}} = \frac{\gamma\mu}{2c^2} = r_-$$

Damit erhalten wir insgesamt:

$$\Gamma \approx -\gamma\mu\left[\frac{1}{r^2} + \frac{r_-}{r^3}\right] \qquad (8)$$

Der erste Summand ist gerade der Newtonsche Beitrag zum Gravitationsfeld. Die erste Korrektur wird wegen dem Faktor r_-/r für große r vernachlässigbar klein. Hier

sehen wir noch einmal ganz deutlich, dass nur die Masse μ beobachtet werden kann. Für das Potential φ erhalten wir in dieser Näherung (Integration)

$$\varphi \approx \gamma\mu\left[\frac{1}{r} + \frac{1}{2}\frac{r_-}{r^2}\right] \tag{9}$$

Die erste Korrektur zu φ stimmt bis auf einen Faktor zwei mit der Korrektur überein, die man unter Annahme einer Schwarzschildgeometrie in der Allgemeinen Relativitätstheorie erhält. Es bietet sich an dieser Stelle an, einen technischen Punkt zu diskutieren, den wir bisher ignoriert haben: Die vorgestellte Herleitung von m(r) ist logisch inkonsistent. Um m(r) zu erhalten, haben wir vorausgesetzt, dass aus der Radialsymmetrie und aus einem zuvor diskutierten Theorem der Newtonschen Gravitationstheorie für Γ die Form

$$\Gamma \sim \frac{m(r)}{r^2}$$

gefolgert werden kann. Jedoch werden bei der Ableitung jenes Theorems gewisse Voraussetzungen gemacht, die von der aufgefundenen Funktion m(r) gar nicht erfüllt werden:

Betrachten wir den Beweis des Theorems, so sehen wir, dass vorausgesetzt wird, dass die Funktionen r dφ/dr, r^2 $d^2\varphi/dr^2$ und $4\pi r^2\sigma$ über r von r = 0 bis $r = r_0$ integrierbar sind.

Dies ist offenbar nicht der Fall! m(r) divergiert bei $r = r_-$! Ist unsere gesamte Diskussion damit hinfällig? Nein, denn das Theorem lässt sich auch unter schwächeren Bedingungen beweisen: Nehmen wir an, dass die Funktionen r dφ/dr, r^2 $d^2\varphi/dr^2$ und $4\pi r^2\sigma$ oberhalb einer Grenze a integrierbar sind, so können wir in dem Beweis einfach von a bis r_0 integrieren.

Dann erhalten wir aber

$$\left[r^2\frac{d\varphi}{dr}\right]_{r=a}^{r=r_0} = -\gamma\int_a^{r_0} 4\pi r^2\sigma(r)dr$$
$$\Rightarrow \left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right)\Big|_{r=r_0} - \left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right)\Big|_{r=a} = -\gamma m(a)$$

Wir erhalten nun das ursprüngliche Ergebnis, wenn wir von unserer Lösung φ verlangen, dass

$$\left(r^2\frac{d\varphi}{dr}\right)\Big|_{r=a} = -\gamma m(a)$$

ist. Dies wird aber von der gefundenen Funktion m(r) für alle $a > r_-$ erfüllt. Damit besteht also kein logischer Widerspruch. Diese Überlegung zeigt noch einmal, dass

r_- direkt als untere Grenze des Gravitationsfeldes in Erscheinung tritt, da wir für $a \leq r_-$ nichts mehr über φ aussagen können.

Wir hatten zuvor erkannt, dass $r_- = r_s(\mu)/4$ etwas mit einer unteren Realitätsschranke physikalischer Strukturen zu tun hat. Wir wollen diesen Gedanken nun weiterführen: Aus Sicht des Gravitationsgesetzes wird dem Korpuskel durch r_- in natürlicher Weise eine Länge zugeordnet, genauso wie dem Teilchen durch $E = mc^2$ eine Energie entspricht. Aus Sicht der Quantentheorie würde eine solche Verbindung zwischen Masse und Länge aber durch die Compton-Wellenlänge λc hergestellt werden: Die Compton-Wellenlänge ist dabei durch

$$\lambda_c = \frac{h}{mc}$$

gegeben. Wenn wir die Compton-Wellenlänge eines Teilchens berechnen, setzen wir für m natürlich den Wert ein, den wir experimentell bestimmt haben. Das heißt, wir setzen in Wirklichkeit $m = \mu$ in die Gleichung für λ_c ein. Da μ das Teilchen charakterisiert, ist anzunehmen, dass $h/\mu c$ tatsächlich die Wellenlänge ist, die man einem ponderablen quantenmechanischen Teilchen zuordnen sollte.
Nun passiert etwas ganz Erstaunliches: Wenn wir das Produkt von r_- und λ_c bilden, hängt das Ergebnis nicht mehr vom betrachteten Korpuskel ab! Wir erhalten:

$$\tau := r_- \cdot \lambda_c = \frac{1}{2}\frac{\gamma\mu}{c^2}\frac{h}{\mu c} = \frac{1}{2}\frac{h\gamma}{c^3} \qquad (10)$$

Die vom Korpuskel völlig unabhängige Größe $\tau = r_-\lambda_c$ ist damit die Flächengröße $\ell_p^2/2$, wobei ℓ_p die Plancklänge ist! Dabei wurde die Plancklänge ℓ_p mit der Konstanten h anstatt $\hbar = h/2\pi$ definiert. Nach den vorherigen Betrachtungen zu r_- ist es daher naheliegend anzunehmen, dass die Flächengröße τ die kleinste physikalisch relevante Fläche ist! Man nennt τ das **Metron**. Das Metron ist also eine fundamentale Naturkonstante, die außerdem eine Verbindung zwischen den Korpuskular- und Welleneigenschaften eines Quants herstellt, denn r_- kennzeichnet das Quant als Korpuskel und λ_c kennzeichnet das Quant als Wellenphänomen.

Ist also τ die kleinste Fläche, die in der physikalischen Welt auftreten darf, so müssen wir in der Folge annehmen, dass die Weltgeometrie metronisch strukturiert ist: Das Metron konturiert die geometrische Grundstruktur des physikalischen Leerraumes. Hier wird der Begriff der Weltgeometrie anstatt der missverständlichen Begriffe Raum bzw. Raum-Zeit verwendet, um deutlich zu machen, dass von einer metronischen Strukturierung des gesamten physikalischen Kontinuums die Rede sein muss. Bekanntermaßen ist die Dimensionszahl dieses Kontinuums wenigstens vier. In der Folge können Flächen nur als ganzzahlige Vielfache $n \cdot \tau$ von τ auftreten. Auch weil τ eine Verbindung zwischen Korpuskular- und Wellenbild herstellt, ist wegen dieser Ganzzahligkeit anzunehmen, dass die Quantisierung von physikalischen Größen auf

die Existenz von τ zurückgeht. Es ist daher naheliegend zu vermuten, dass ein metronisches Strukturfeld die Vorform jedweder materiell-energetischer Erscheinung ist: τ verkörpert jenen Aspekt der Wirklichkeit, der quantitativer Art ist. Dies ist ein starker Hinweis darauf, dass die physikalischen Erscheinungen in Wirklichkeit eine rein geometrische Ursache haben.

Wegen obiger Beziehung zwischen τ, γ, c und h kann eine dieser Naturkonstanten nicht fundamental sein. Da die Quantisierung physikalischer Größen durch die Existenz des Metrons unmittelbar verständlich wird, ist es naheliegend zu vermuten, dass das Plancksche Wirkungsquantum h nicht fundamental ist. In Wirklichkeit wäre also das Metron τ die Naturkonstante, die der Quantentheorie zugrunde liegt.

Warum nur $\ell_p^2/2$ und nicht das Quadrat der Plancklänge selbst? Tatsächlich ergibt sich für den Faktor 1/2 eine schöne Erklärung. Zunächst beobachtet man einen interessanten physikalischen Zusammenhang: Es ist naheliegend, die Frage zu stellen, wie groß die Masse μ eines Teilchens wäre, für das die Oberfläche der Sphäre vom Radius $r_-(\mu)$ gerade τ ist. Es müsste also gelten

$$4\pi r_-^{\ 2} = \pi \frac{\gamma^2 \mu^2}{c^4} = \tau = \frac{1}{2}\frac{h\gamma}{c^3}$$

Umgeformt also

$$\mu = \sqrt{\frac{h}{2\pi}\frac{c}{\gamma}} = \sqrt{\frac{\hbar\gamma}{c^5}}$$

Das ist aber gerade die Planck-Masse M_p! Die Energie des Teilchens ist folglich die Planck-Energie E_p. Hier drängt sich eine natürliche Frage auf: Wie lange bräuchte ein Signal, das sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitet, um dieses Korpuskel zu durchqueren, wenn wir uns den Teilchenradius r_0 der unteren Realitätsschranke $r_-(\mu)$ angenähert denken?

Rechnen wir also:

$$t = \frac{2r_-}{c} = \frac{\gamma M_p}{c^3} = \frac{\gamma}{c^3}\sqrt{\frac{\hbar c}{\gamma}} = \sqrt{\frac{\hbar\gamma}{c^5}}$$

Das ist aber gerade die Planck-Zeit t_p! Das heißt insbesondere, dass der Durchmesser $\Delta_- := 2r_-$ des Teilchens gerade die Plancklänge ℓ_p^2 ist, wenn man ℓ_p mit $\hbar$ anstatt h definiert. Damit erscheinen die Konstanten τ, ℓ_p, M_p, E_p und t_p auf vollkommen natürliche Weise in einem einheitlichen physikalischen Zusammenhang! Meines Wissens nach ist dies nie zuvor in der Physik beobachtet worden.

Die Wahl von h oder $\hbar$ in der Definition der Planck-Skala ist natürlich reine Willkür, da nicht klar ist, welche der beiden Konstanten gewählt werden sollte. Obige Diskussion scheint aber nahezulegen, dass $\hbar$ die richtige Wahl ist. Legte man sich auf

$\ell_p^2 = \hbar\gamma / c^3$ fest, so wäre natürlich auch hier $\tau \neq \ell_p^2$. Diese Ungleichheit und der Umstand, dass wir aus dem Gravitationsgesetz nur eine fundamentale Flächengröße ableiten konnten, bringt zum wiederholten Male zum Ausdruck, dass die Weltgeometrie möglicherweise nur auf Basis einer Flächenquantisierung, aber nicht auf Basis einer Längenquantisierung verstanden werden kann: Denn wäre einfach $\tau = \ell_p^2$, neigte man dazu, einfach von einer Längenquantisierung L = n · ℓ_p auszugehen und die Flächenquantisierung F = nm · ℓ_p^2 = k ℓ_p^2 = k τ zu schlussfolgern.

Nun erkennen wir aber, was es mit dem Metron und mit dem Faktor 1/2 auf sich hat: Wenn wir wegen obigem Zusammenhang ℓ_p mit $\hbar$ anstatt mit h definieren, so ist das Metron gerade als die Fläche des Kreises vom Radius ℓ_p zu interpretieren, denn es ist ja

$$\boxed{\tau = \pi \ell_p^2}$$

Die Zahl π stellt also eine Beziehung zwischen dem Metron und den anderen Naturkonstanten c, γ und $\hbar$ her, denn man erhält nun die Darstellung

$$\pi = \Pi := \tau \cdot \frac{c^3}{\hbar\tau}$$

Diese Überlegungen zeigen, dass ein besseres Verständnis der Gravitation notwendig ist, um überhaupt sinnvoll über die Grundfragen der Physik nachdenken zu können. Um in der Sache voranzukommen, muss der nächste Schritt daher die Entwicklung einer Gravitationsdynamik unter Berücksichtigung der Feldmasse des Gravitationsfeldes sein! Es ist schon im 19. Jahrhundert versucht worden, eine Gravitationsdynamik nach dem Vorbild der Elektrodynamik zu entwickeln (Maxwell, Heaviside). All diese Versuche sind kläglich gescheitert und gerieten nach Formulierung der Allgemeinen Relativitätstheorie in Vergessenheit.

Nach Meinung des Autors mussten diese Versuche scheitern, da man sich der Existenz der Feldmasse noch nicht bewusst war. Es besteht daher die Hoffnung, dass die physikalischen Absurditäten, die in der alten Gravitationsdynamik unvermeidlich waren, in Zukunft vermieden werden können. Die Frage ist also: Ist unter Berücksichtigung der Feldmasse eine konsistente Gravitationsdynamik auffindbar, welche die gefundenen Zusammenhänge vertieft und die Formulierung einer Theorie des einheitlichen elektro-gravitomagnetischen Feldes ermöglicht? Die Zukunft wird es zeigen.

Die Einheitliche Feldtheorie und das Prinzip der Kontrabarie

Ergänzungen, Klarstellungen und Korrekturen zu Burkhard Heims frühen Aufsätzen

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

1. Anmerkungen zu Heims erster Veröffentlichung in der Zeitschrift „Flugkörper“

Seit dem Jahr 1952 war in der Öffentlichkeit bekannt, dass der junge Physiker Burkhard Heim aus Göttingen an einer einheitlichen Feldtheorie und an einer neuen Gravitationstheorie arbeitet, denn dies hatte Heim auf dem *3. Internationalen Astronautischen Kongress* in Stuttgart, der am 5. September 1952 stattfand, berichtet. Es gab allerdings kein Manuskript des Vortrags, weil Heim aufgrund seiner Behinderung diesen frei erzählt hatte. Auch von seinen Vorträgen, die er im folgenden Jahr in München und Zürich hielt, gab es nur kurze Inhaltsangaben. Heim hatte sein Studium noch nicht abgeschlossen und wollte mit einer Publikation seiner Gedanken bis nach seinem Diplom warten, das er am 31. Oktober 1954 bei Prof. Carl-Friedrich v. Weizsäcker ablegte.

Weil Heim sich mit Raumfahrt-Forschung beschäftigt hatte, wurden die Professoren Hermann Oberth, Eugen Sänger, Karl Schütte und Pascual Jordan zu Heims Freunden, aber die Professoren Max Born und Werner Heisenberg zu seinen erbittertsten Feinden, denn diese Nobelpreisträger hielten Astronautik für glatten Unsinn (von Ludwiger 2010).

Leider war v. Weizsäcker nicht daran interessiert, die Arbeit über eine einheitliche Quantenfeldtheorie als Thema einer Doktorarbeit an Heim zu vergeben, woraufhin Heim das MPI in Göttingen verließ und seitdem privat an dieser Theorie weiterarbeitete, deren Grundzüge er bereits am 31. August 1954 an Einstein geschickt und von dessen Mitarbeiter Vaclav Hlavathy großes Lob erhalten hatte.

Im Sommer 1955 nahm Heim am 6. *Internationalen Astronautischen Kongress* in Kopenhagen teil, allerdings ohne selbst einen Vortrag zu halten, wo er den sowjetischen Raketenspezialisten Prof. Leonid Sedov kennenlernte.

Am 26. Oktober 1957 hielt Heim in Frankfurt anlässlich der Tagung der *Deutschen Gesellschaft für Raketentechnik und Raumfahrtforschung* (DGRR) seinen bislang umfangreichsten Vortrag. Er berichtete über seine Experimente zum Nachweis des „Kontrabarischen Effekts“ und stellte die Grundzüge seiner einheitlichen Feldtheorie

vor. Es gab zwar ein Tonband mit den Aufzeichnungen seiner Ansprache. Doch wurde eine Abschrift niemals publiziert. (Das Tonband ist verschollen).

Physiker wollten endlich wissen, von welchen theoretischen Ansätzen Heim ausgeht. Und Ingenieure waren vor allem am Prinzip der Kontrabarie interessiert, mit dem es möglich sein sollte, künstlich Beschleunigungs- bzw. Schwerefelder durch Manipulation elektromagnetischer Strahlung zu erzeugen. Heims Sekretär, Dipl.-Ing. Helmut Göckel, drängte Heim, unbedingt einen ersten Aufsatz zu veröffentlichen. Physikalische Fachzeitschriften wollten Heims Schriften nicht annehmen, weil er aus der Presse als „Raumfahrtphantast“ (v. Weizsäcker) bekannt war. Ingenieure verstanden Heims Strukturtheorie nicht. So entschloss sich Heim, auf Anraten Göckels, einen Aufsatz über das „Prinzip der Dynamischen Kontrabarie“ für die Zeitschrift „Flugkörper“ zu schreiben. Sein Artikel erschien in vier Folgen im Juni 1959, Heft 4, S. 100-102; August 1959, Heft 6, S. 164-166; September 1959, Heft 7, S.219-221; und Oktober 1959, Heft 8, S. 244-248.

Im ersten Teil wird die Theorie ganz flüchtig erwähnt. Der kontrabarische Effekt wird im zweiten Teil behandelt und in den folgenden Aufsätzen wird der Feldantrieb mit dem Raketenprinzip verglichen.

Im ersten Beitrag gab Heim einige Formeln an, die ohne Herleitung und explizite Definition den Leser verblüfften. Auch im zweiten Aufsatz wurden die in den angegebenen Formeln stehenden Operatoren weder hergeleitet noch erklärt, so dass die Leser die angedeutete Theorie von Heim nicht verstehen und beurteilen konnten.

Anstatt deutliche Hinweise auf eine Herleitung seiner Theorie zu geben, führte Heim lange Ableitungen aus, die jeder selbst nachvollziehen konnte und die für den Leser eher uninteressant waren. Eine Einsicht in seine Theorie, so wie er diese viel ausführlicher in seinen Vorträgen erlaubt hatte, wurde mit dieser Veröffentlichung nicht gegeben. Aus den wenigen Andeutungen konnte niemand auf eine zugrundeliegende konsistente Theorie schließen. Viele Leser vermuteten, Heim ginge nur von einer mathematisch unfundierten Spekulation aus. Nach diesem Artikel konnte man einem Leser nicht übel nehmen, dass er in Heim nur einen spekulierenden Außenseiter vermutete.

Der Leser erkannte, hier wird ihm etwas vorenthalten, und er fragte sich, warum der Artikel dann überhaupt geschrieben wurde. Denn die angesprochenen Raketen-Techniker und -Ingenieure verstanden die Mathematik ohnehin nicht. Burkhard Heim wollte seine Theorie erst wirklich veröffentlichen, wenn er aus den Ergebnissen seiner Experimente die Konsequenzen einer Publikation einschätzen konnte. Doch zur Durchführung der Versuche benötigte er eine Finanzierung, die wiederum nicht ohne eine positive Beurteilung seiner Theorie erfolgen konnte. Burkhard Heim schreibt in einem Leserbrief an die Illustrierte „Kristall“, Nr. 11, 1959 unter anderem: *„Ich habe erfahren müssen, dass bestimmte Kreise daran interessiert sind, mich entweder zur*

Unterbreitung meiner Forschungen zu zwingen oder die Versuchsreihen zu blockieren, ja sogar zu sabotieren. Es wäre unverantwortlich, solche Dinge zu publizieren, ehe man die Konsequenzen überblickt. […]“

Um Heims Andeutungen nachträglich noch Bedeutung beizumessen, möchten wir an dieser Stelle für Physiker ausführlich auf die damals von Heim gemeinte Grundlage seiner Theorie eingehen, zumal sie in dieser Darstellung nicht in seinen Büchern „Elementarstrukturen der Materie“ (1980, 1989), (1983) nachzulesen ist.

Im Rahmen der ART (Allgemeine Relativitätstheorie) ist die Feststellung, dass die Gravitation unter gewissen Gesichtspunkten wirklich eine Sonderrolle in der Natur einnimmt, Ausgangspunkt der Geometrisierung der Gravitation. Einsteins Feldgleichungen bestehen allerdings ganz uneinheitlich aus geometrischen und physikalischen Größen.

Im Gegensatz zu Einstein entwickelt Heim zunächst rein physikalische Beziehungen für die Gravitation. Einstein bestimmt das Gravitationsfeld geometrisch durch die Raumkrümmung, die von der Dichte einer Energie- und Materieverteilung verursacht wird. Heim behandelt die Gravitation dagegen wie das elektromagnetische Feld phänomenologisch als ein physikalisches Feld, das bei der Bewegung im Raum ein „Mesofeld“ induziert. Da Heim sowohl für das elektromagnetische als auch für das gravitative bzw. Mesofeld phänomenologische Gleichungen erhält, lassen sich Experimente durchführen, in denen eine Wechselwirkung zwischen elektromagnetischen und gravitativen Feldern nachweisbar sein sollten. Eine Geometrisierung benötigt Heim für physikalische Experimente zur Wechselwirkung von elektromagnetischen und gravitativen Feldern nicht. Eine Bestätigung dafür, dass elektromagnetische und gravitative Felder nach Heim gekoppelt sind, wollten wir bei der Firma MBB/DASA/EADS heute AIRBUS in der 1980er Jahren durchführen (Auerbach, Harasim, Kroy, von Ludwiger 1985). Nach Heim müsste eine rotierende neutrale Masse auch ein schwaches Magnetfeld erzeugen, wie elektrisch geladene Körper. Das Experiment konnte allerdings bis jetzt keine Finanzierung finden.

Nach Heim setzt sich eine elementare Masse zusammen aus seiner Quelle $m_0$und aus dem Gravitationsfeld, dem nach dem Energie/Materie-Äquivalent ebenfalls eine geringe Masse $\mu(r)$ zukommt. Der Wert einer Masse ist daher ortsabhängig: m (r) = $m_0 + \mu(r)$.

In seinem Aufsatz gibt Heim die Ausbreitungsgeschwindigkeit für Gravitationsfeldstörungen mit 4/3 der Lichtgeschwindigkeit an. Dem liegt - wie wir später feststellten - ein Schreibfehler zugrunde.

(Bei der Herleitung der Dichte einer Masse aus der Feldquelle q = div grad φ = div grad $\gamma \frac{m}{r}$, mit dem Gravitationspotenzial φ, hatte Heim versehentlich den Operator

$$\text{div grad } (\frac{m}{r}) = \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{2}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \right); \frac{m}{r}$$

geschrieben. Das dritte Glied in der Klammer muss aber Null sein. Mit dieser falschen Formel erhielt Heim für die Materiedichte $\rho = \alpha$ div grad φ, mit $\alpha = \frac{3}{64\pi\gamma}$, anstelle des korrekten Wertes $\alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}$ in der Poissongleichung. Mit dem korrekten Wert für α ergibt sich für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Gravitationswellen ω ebenfalls die Lichtgeschwindigkeit c.

Weil die Geschwindigkeit von Gravitationswellen nach Heim eine andere als die der Lichtgeschwindigkeit sein sollte, führte er zwei verschiedene Raumzeiten R_{-4} und R_{+4} ein, die sich in ihren Zeitkoordinaten $x_{-4} = ict$ und $x_{+4} = \omega t$ unterscheiden sollten. Die Verschränkung der beiden Linienelemente ds_- und ds_+ der zwei Raumzeiten ergäbe das quadratische Linienelement

$$ds^2 = (ds_- + ds_+)^2 = (g_{ik}^{(1)} + g_{ik}^{(2)} + g_{ik}^{(3)}) dx^i dx^k, \quad \text{mit i, k = 1 bis 4}$$

in dem drei Terme auftreten und drei verschiedene metrische Tensoren g_{ik} liefern. Die Existenz von drei partiellen Metriken war, wegen $\omega = c$, eigentlich unrichtig. Aber später (1980) begründete Heim das Auftreten von drei metrischen Tensoren damit, dass es zwei grundsätzlich verschiedene physikalische Felder in der Natur gibt, nämlich eichinvariante (elektromagnetische) im R_{-4} und nicht-eichinvariante (gravitative) Felder im R_{+4}. Jedes dieser Felder müsse durch ein eigenes Linienelement ds_- und ds_+ definiert werden, was wiederum zu drei unterschiedlichen metrischen Tensoren führen würde.

Doch erst durch den Übergang vom R_4 zum R_6 gelangte Heim zu einer stringenten Begründung für drei semantisch verschiedene Koordinatengruppen, denen sich verschiedene Fundamentaltensoren zuordnen lassen.

Von den Strukturen der ART macht Heim keinerlei Gebrauch. Sein Geometrisierungsprozess bezieht sich auf sämtliche physikalische Felder. Heim erkennt, dass energetische und materielle Feldquanten geometrische Eigenschaften der Raumstruktur selbst sind und sich einheitlich rein geometrisch beschreiben lassen. Das war Einstein nicht gelungen. Heims allgemeines Geometrisierungsschema kann für den Spezialfall der Gravitation zur Einsteinschen Prozedur vereinfacht werden, mit der sich so einfache Probleme wie die Bewegung von Körpern im Schwerefeld, die Schwarzschildgeometrie, lineare Näherung und kosmologische Probleme lösen lassen, nicht

jedoch die Frage nach der Lokalisierung der Energiedichte des Gravitationsfeldes und die geometrische Struktur eines einzelnen Teilchens selbst.

Heim ist der Ansicht, dass die Geometrisierung nicht auf eine große Menge von Massen im makroskopischen Raum angewendet werden sollte, sondern im mikroskopischen Bereich direkt auf ein einziges Materiefeldquant. Da Energie/Materie nur in quantisieren Größen auftritt, muss die Geometrie ebenfalls diskret sein. Folglich erhält Heim keine Feldgleichung mit einer kontinuierlichen Energiedichteverteilung, sondern eine Eigenwertgleichung für sämtliche physikalische Felder, die er ganz allgemein Mesofelder nennt. Wie die Analyse der durch die Heimsche Eigenwertgleichung beschriebenen geometrischen Strukturen zeigt, lässt sich die vierdimensional formulierte Eigenwertgleichung am natürlichsten in einem sechsdimensionalen Raum interpretieren.

Die geometrischen Quanten erweisen sich als kleinste Flächen τ, von Heim „Metronen“ genannt.

Wenn es in der Geometrie kein Kontinuum gibt, sondern nur mehr oder weniger große Anhäufungen von Flächenquanten, werden aus Vektoren „Selektoren“ und aus Krümmungsgrößen „Kondensoren“.

In seinem Aufsatz im „Flugkörper“ hat sich Heim noch nicht auf die quantisierte Geometrie („Metronentheorie“) bezogen, sondern für die Feldfunktionen und Funktionaloperatoren noch kontinuierliche Größen angesetzt. Die Bedeutung der angegebenen Formeln erklärte er nicht. Er hätte sie besser nicht zeigen sollen, weil die Zeichen dem Leser nicht erklärt wurden:

Für $\tau > O$ dagegen werden die Funktionen zu zahlentheoretischen Zusammenhängen ganzzahliger Indices. Das Relativitätsprinzip J' wurde entwickelt und die Revision der infinitesimalen Analysis durchgeführt. Unter Berücksichtigung dieser Untersuchungen ergab sich schießlich die Möglichkeit, einen Feldformalismus für allgemeine Mesofeld-Wechselwirkungen zu entwikkeln, wenn im Falle beliebiger Koordinaten die Mesofeld-Funktion als gemischt variantes Tensorfeld angenommen wird, das über einem sechsdimensionalen affinen Bereich definiert ist. Die vier Dimensionen der Raumzeit R_4 mußten also durch zwei zusätzliche Dimensionen zu einem R_6 ergänzt werden, wobei für alle Unterräume R_3 die Elementarflächen $\tau > O$ gelten.

Dieser R_6 ist also in Elementarzellen τ^3 aufgeteilt. Sind a und $\underline{a}$ zwei Systeme, die in einer durch ihre Mesofelder vermittelten mesobarischen Wechselwirkung stehen, und sind φ bezw. $\underline{\varphi}$ die als Tensorfelder aufzufassenden Mesofeldfunktionen, so gilt für die allgemeine Wechselwirkung in dem durch τ bestimmten Zellenraum R_6 das System $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$, worin der Operator $\hat{R}$ mehrdeutig ist. Es gilt $\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)}; (\Omega, \underline{\Omega})$ und $\hat{M}_{(+)} = \left(\Gamma^{(1)}, \Gamma^{(2)}\right); \left(\underline{\Gamma}^{(i,k)}\right)_2$ und $\hat{M}_{(-)} = \left(\underline{\Gamma}^{(1)}, \underline{\Gamma}^{(2)}\right); \left(\Gamma^{(i,k)}\right)_2$.

Dise Operationen sind neben τ und den sechs ganzzahligen Indices n_j der $1 \leq j \leq 6$ Dimensionen noch von den metrischen Eigenschaften des R_6 und den Komponenten von φ bzw. $\underline{\varphi}$ abhängig. Während Ω ein metrischer Operator ist, sind die Γ-Operatoren je nach ihrer hochgestellten Indizierung als Funktionaloperatoren von den n_j und den Komponenten von φ (bzw. $\underline{\varphi}$ für $\underline{\Gamma}$) abhängig. Aus diesem Grunde ist das System $\check{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$ nicht linear; aus diesem Grunde wurde die Lösung bisher nur für einige Sonderfälle versucht. Es ist möglich, daß dieses System von Operatorgleichungen die allgemeine Wechselbeziehung zwischen den M_q beschreibt. Auf jeden Fall ergeben sich durch Approximationen schließlich die Aussage der Theoretischen Physik.

Die durch $\hat{R}; (\varphi + \underline{\varphi}) = \hat{O}$ beschriebene mesobarische Dynamik im diskontinuierlichen R_6 geht für $\underline{\varphi} = O$, also beim Fehlen der Wechselwirkungskomponente, nach Anwendung eines Integralsatzes („Integral" ist wegen $\tau > O$ nur ein Analogon zum infinitesimalen Integralkalkül) zu einem als Eigenwertproblem darstellbaren Operatorgesetz $C; \varphi = \overline{\lambda} \times \varphi$; hierbei hängt der Operator C von den durch φ bestimmten Γ-Operatoren ab.

Von diesem Gesetz können die Matrizenspektren gebildet werden, was mit den vektoriell aufgefaßten Eigenwerten $\overline{\lambda}$ zu einem Eigenwertproblem $sp\ C; \varphi = \overline{\lambda} \cdot \varphi$ mit $sp\ \varphi = O$ des statischen Falles führt.

Auszug aus der Zeitschrift „Flugkörper", 1959, mit den Formelzeichen, die im Folgenden erklärt werden.

Wie bereits erwähnt, geht Heim von zwei unterschiedlichen Kausalstrukturen J und J‘ aus, die gemeinsam eine Weltgeometrie bestimmen. Dies führt ihn zu einem gekrümmten Raum, ähnlich wie in der ART, doch mit einer wesentlich reicheren geometrischen Struktur als jene. Wie die einzelnen angegebenen Formeln zustande kommen und was sie bedeuten, soll im Folgenden nun nachträglich erläutert werden.

2. Die infinitesimale Parallelverschiebung eines Vektors A^i im gekrümmten Raum

Bei der Geometrisierung geht Heim, wie auch Einstein in der ART, von der Riemannschen Geometrie aus. Aber er verwendet sie zur Beschreibung der geometrischen Struktur des Ist-Zustandes eines einzelnen wechselwirkungsfreien Materiefeldquants. Einstein untersucht dagegen die Wirkung, die ein großer Vielteilchenverbund auf die Raumstruktur hervorruft. Die physikalischen Eigenschaften der Materie bezieht er, wie in der Teilchenphysik üblich, aus Wechselwirkungsprozessen, in welchen die geometrische Struktur offen bleiben muss. Einige Anmerkungen zur Riemann-Geometrie sollen verdeutlichen, wie Heim die Riemannsche Geometrie anwendet und worin sich Heim von der ART unterscheidet:

Im vierdimensionalen ebenen Minkowskiraum ist die Verschiebung D eines Vektors A^i eine ebene Parallelversetzung dA^i : $DA^i = dA^i$.

Im Riemannschen Raum ändert sich die Verschiebung DA^i um einen Krümmungsanteil δA:

$$DA^i = dA^i + \delta A^i ,$$

Ein längs zu einer Kurve (quasi-)parallel zu sich selbst verschobener Vektor stimmt bei der Rückkehr zum Ausgangspunkt nicht mehr mit dem Ausgangsvektor (in seiner Richtung) überein. In δA erscheint der affine Zusammenhang ausgedrückt durch den Affin- oder Christoffel-Tensor

$$\left\{ {kl \atop i} \right\} = \frac{1}{2} \sum_m g^{mi} \left(\frac{\partial g_{km}}{\partial x_l} + \frac{\partial g_{lm}}{\partial x_k} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x_m} \right)$$

Das heißt: $$\delta A = \left\{ {i \atop kl} \right\} A^k dx^i$$

Die kovariante Ableitung eines Vektors A^i lautet:

$$\frac{DA^i}{dx^i} \equiv A^i{}_{;l} = \frac{dA^i}{dx^l} - \left\{ {i \atop kl} \right\} A^i$$

Wird die kovariante Ableitung durch einen Operator Γ ausgedrückt, dann kennzeichnen (+) im Index die Anwendung des Operators auf einen kontravarianten Vektor und (-) diejenige auf einen kovarianten Vektor:

$$\Gamma_{(\pm)} = \sum_{k=1}^{n} \Gamma_{k(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k \left\{ {i \atop kl} \right\} (\,), \quad \text{mit n = Dimensionszahl}$$

$$\Gamma_+ \equiv A^i_{;k} \text{ und } \Gamma_- \equiv A_{i;k}$$

Die kovariante Ableitung eines Tensors T^{ik} ist:

$$T^{ik}{}_{;l} = \frac{\partial T^{ik}}{\partial x^l} + \left\{ {i \atop ml} \right\} T^{mk} + \left\{ {k \atop ml} \right\} T^{im}$$

bzw.

$$T_{ik;l} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x^l} - \left\{ {m \atop il} \right\} T_{mk} - \left\{ {m \atop kl} \right\} T_{im}$$

Wird der Vektor A^i zweimal kovariant nach x^k und x^l differenziert, dann hängt das Ergebnis, anders als in der gewöhnlichen Ableitung, von der Reihenfolge der Ableitungen ab. Die Differenz ist

$$A_{i;k;l} - A_{i;l;k} = \left[\frac{\partial \left\{ {i \atop km} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ {i \atop kl} \right\}}{\partial x^m} + \left\{ {i \atop nl} \right\}\left\{ {n \atop km} \right\} + \left\{ {i \atop nm} \right\}\left\{ {n \atop kl} \right\} \right] A^m$$

Oder mit der Kürzung, die als Riemannscher Krümmungstensor $R^{\,m}_{ikl}$ bezeichnet wird

$$R^{\,m}_{ikl} = \left[\frac{\partial \left\{ {i \atop km} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ {i \atop kl} \right\}}{\partial x^m} + \left\{ {i \atop nl} \right\}\left\{ {n \atop km} \right\} + \left\{ {i \atop nm} \right\}\left\{ {n \atop kl} \right\} \right],$$

$$A_{i;k;l} - A_{i;l;k} = A_m R^{\,m}_{ikl}\,.$$

Durch Gleichsetzen der Indizes l und m oder i und k folgt die Verjüngung

$$R_{ik} = g^{lm} R_{\mathrm{lim}k} = \sum_l R^l_{ilk}$$

$$R_{ik} = \frac{\partial \left\{ {l \atop ik} \right\}}{\partial x^l} - \frac{\partial \left\{ {i \atop il} \right\}}{\partial x^m} + \left\{ {l \atop ik} \right\}\left\{ {m \atop lm} \right\} - \left\{ {m \atop il} \right\}\left\{ {l \atop km} \right\}$$

Dieser Krümmungstensor R_{ik} zusammen mit dem Tensor g_{ik} der Maßbestimmung geht in die Einsteinschen Feldgleichungen der Gravitation ein. Einstein hat auf diese Weise in der allgemeinen Relativitätstheorie die Verknüpfung von gravitativem und metrischen Feld hergestellt. Die Kopplung des metrischen Feldes mit der physikalischen Größe Energie, bestimmte Einstein aus der Gleichheit des Verschwindens sowohl der Divergenz des Energiedichtetensors T_{ik} als auch derjenigen des Einsteinschen Strukturtensors $R_{ik} - \frac{1}{2}\, g_{ik}$, wobei der Krümmungsskalar R durch Verjüngung der Krümmungstensors entsteht:

$$R = g^{ik} R_{ik} = g^{il} g^{km} R_{iklm}$$

Die Divergenz des Strukturtensors und die des Energiedichtetensors lauten:

$$R^k_{i;k} - \tfrac{1}{2}(\delta_i^k R)_{;k} = R^k_{i;k} - \tfrac{1}{2}\frac{\partial R}{\partial x^i} = 0 \quad \text{und} \quad T^k_{i;k} = 0$$

Mit der Konstante $\kappa = 8\pi\gamma / c^2$ ergeben sich die

Einsteinschen Gravitationfeldgleichungen:

$$R_{ik} - \tfrac{1}{2} R = \kappa T_{ik}$$

Wegen der außerordentlichen Kleinheit der Gravitationskonstante κ sind Gravitationswirkungen nur für große Materiegruppen nachweisbar.

3. Eigenwertgleichungen in der Heimschen einheitlichen Feldtheorie

Heim identifiziert den metrischen Tensor g_{ik} nicht mit dem Gravitationspotenzial, sondern ganz allgemein mit physikalischen Feldpotenzialen, die er als Mesofeldpotenziale bezeichnet. Die Einstein-Feldgleichungen drücken aus, wie Materie- und Feldverteilungen die Geometrie erregen. In Heims Theorie wird stattdessen der Energie-Impuls-Tensor aus der geometrischen Struktur heraus selbst bestimmt. Heim spricht von einer Äquivalenz von Energie/Materie und Struktur und nicht von einer Proportionalität, wie Einstein.

Zusätzlich zur Annahme einer symmetrischen Matrix g_{ik+} mit der die ART arbeitet und einer antisymmetrischen Matrix g_{ik-}, die Einstein in seiner einheitlichen Feldtheorie vorgeschlagen hatte,

$$g_{ik} = g_{ik+} + g_{ik-} = \begin{bmatrix} g_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & g_{22} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & g_{33} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & g_{44} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & g_{12} & g_{13} & g_{14} \\ g_{21} & 0 & g_{23} & g_{24} \\ g_{31} & g_{32} & 0 & g_{34} \\ g_{41} & g_{42} & g_{43} & 0 \end{bmatrix}$$

(mit $g_{ik-} = -g_{ki}$ und $g_{ik+} = g_{ki}$), führt Heim auch noch konjugiert komplexe Komponenten in metrische Koeffizienten ein: $g_{ik} = a_{ik} + ib_{ik}$ (mit $i = \sqrt{-1}$) wobei zwischen hermiteschen g^*_{ik+} und nichthermiteschen metrischen Koeffizienten g^*_{ik-} zu unterschieden ist:

$$g^*_{ik+} = g^*_{ki} \quad \text{und} \quad g^*_{ik-} = -g^*_{ki}$$

Hermitesche Operatoren besitzen reelle Eigenwerte, denen in der Quantentheorie Messwerte einer physikalischen Größe entsprechen. Mit diesen Erweiterungen der Geometrie gibt es mehrere verschiedene Affinsymbole:

$$\left\{{i \atop kl}\right\}^* = \left\{{i \atop kl}\right\}^*_+ + \left\{{i \atop kl}\right\}^*_- \quad , \quad \text{mit } \left\{{i \atop kl}\right\}^*_+ = \left\{{i \atop lk}\right\}^* \quad \text{und} \quad \left\{{i \atop kl}\right\}^*_- = -\left\{{i \atop lk}\right\}^*$$

Für die kovariante Ableitung eines Vektors gibt es entsprechend unterschiedliche Operatortypen $\Gamma^{(i)}$. Der Index $(\pm)$ bedeutet, im Falle (+) die Anwendung des Operators auf einen kontravarianten Vektor und (-) die Anwendung des Operators auf einen kovarianten Vektor:

$$\text{i} = 1 \quad \Gamma^{(1)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}$$

$$\text{i} = 2 \quad \Gamma^{(2)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}^*$$

$$\text{i} = 3 \quad \Gamma^{(3)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}_+$$

$$\text{i} = 4 \quad \Gamma^{(4)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}_-$$

$$\text{i} = 5 \quad \Gamma^{(5)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}^*_-$$

$$\text{i} = 6 \quad \Gamma^{(6)}_{(\pm)} = \frac{\partial}{\partial x^k} \pm \sum_k (\ ) \left\{\ \right\} \times 0$$

Entsprechend lauten die Operatoren $\Gamma_j^{(\alpha\beta)}$ für die kovariante Ableitung eines Tensors, wobei s(1) im Operator die erste Summe, s(2) die zweite Summe kennzeichnen und ε = 1, 2, 3, …,6 bedeutet:

$$\Gamma^{(s1)(s2)}_{(\pm)k} = \frac{\partial}{\partial x^k} + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} (\ )^q \left\{{l(\lambda) \atop qk}\right\}_{\varepsilon(\lambda)[s(1)]} - \sum_{\lambda=1}^{\mu} (\ )_p \left\{{p \atop l(\lambda)k}\right\}_{\varepsilon(\lambda)[s(2)]}$$

<u>Beispiel</u>:

$$\Gamma^{(3)(2)}_{(-)} = \frac{\partial}{\partial x^k} - \sum_k (\ ) \left\{\ \right\}_+ - \sum_l (\ ) \left\{\ \right\}^*$$

Der Tensor T_k^i sei ein Produkt aus zwei Vektoren: $T_k^i = A^i B_k$, dann ist die kovariante Ableitung

$$\Gamma^{(1,3)}_{(\pm)}; A^i B_k = A^i \Gamma^{(1)}_{(-)}; B_k + B_i \Gamma^{(3)}_{(+)}; A^k = A^k \frac{\partial B_i}{\partial x^k} + A^i B_l \left\{{l \atop sk}\right\} + B_k \frac{\partial A^i}{\partial x^k} - B_l A^i \left\{{s \atop ik}\right\}_+$$

Die Spurbildung liefert:

$$\text{sp}\, \Gamma^{(1)}_{(+)}; T_k^i = \frac{\partial T^i}{\partial x^k} + T^s \left\{{k \atop sk}\right\} - T^i \left\{{s \atop sk}\right\}_+ = div_n T^i + T^s \left\{{s \atop sk}\right\}_- ,$$

ebenso folgt

$$\text{sp}\, \Gamma^{(2)}_{(+)}; T_k^i = div_n T^i - T^k \left\{{s \atop sk}\right\}_-$$

Es ist

$$\lim_{g^{ik}\to\eta^{ik}} \Gamma^{(6)(6)}_{(\pm)};(\ )=div_n(\ )$$

Im R_4 (also n=4) kann damit die Energieerhaltung im statischen Falle ausgedrückt werden durch die Operatorgleichung

$$\boxed{\mathrm{sp}\,\Gamma^{(6,6)}_{(-)};T_{ik}=0}$$

Wegen der grundsätzlichen Möglichkeit im R_4 den Parameter geodätischer Linien

$$\ddot{x}=\left\{{i \atop kl}\right\}\dot{x}^k\dot{x}^l$$

durch die Zeit t zu ersetzen, zeigt sich, dass die $\left\{{i \atop kl}\right\}$ die nicht invarianten Komponenten eines Korrespondenzfeldes vom invarianten Korrelationspotenzial g_{ik} sind, die zweifache zeitliche Ortsänderungen, also Beschleunigungen, verursachen. Die Beschleunigungen bewirken ponderomotorische Kräfte, die ein anderes gravitativ-materielles System im Sinne einer Korrespondenz beeinflussen. Die Quelle eines solchen Korrespondenzfeldes muss das im R_4 ein gravitativ-materielles System beschreibende Tensorfeld $\vec{T}$ sein, welches nur von den g_{kl}, den $\left\{{i \atop kl}\right\}$ und deren ersten partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial x^m}\left\{{i \atop kl}\right\}$ abhängt. Diesen Anforderungen entspricht das Tensorfeld $\vec{T}=\vec{R}-\frac{1}{2}\vec{g}R$. Der statische Zustand eines Korrespondenzsystems wird demnach durch diese Verknüpfung beschrieben, worin das gravitativ-materielle bzw. (nach Heim) das mesobarische System $\vec{T}$, durch ein Tensorfeld ausgedrückt wird, das nur von dem als Mesofeld interpretierbaren Korrespondenzfeld abhängt. Umgeschrieben gilt ebenso $\vec{R}=\kappa(\vec{T}-\frac{1}{2}\vec{g}T)$, mit dem Proportionalitätsfaktor κ.

In diesem Zusammenhang sind die Komponenten der Spurbildung $\vec{R}=R_{kl}=R^m_{klm}$ von R^i_{klm}, für den gilt:

$$R^{\ m}_{ikl}=\left[\frac{\partial\left\{{i \atop km}\right\}}{\partial x^l}-\frac{\partial\left\{{i \atop kl}\right\}}{\partial x^m}+\left\{{i \atop nl}\right\}\left\{{n \atop km}\right\}+\left\{{i \atop nm}\right\}\left\{{n \atop kl}\right\}\right].$$

Hierin ist eine Darstellung der Terme durch Γ - Operatoren möglich

$$\Gamma^{(1,6)}_{(-)\ \ l};\left\{{i \atop km}\right\}=\frac{\partial}{\partial x^l}\left\{{i \atop km}\right\}-\left\{{i \atop sm}\right\}\left\{{s \atop kl}\right\}, \qquad (\ *\ )$$

und der Krümmungstensor in Operatordarstellung lautet:

$$R^i_{klm}=\Gamma^{(1,6)}_{(-)\ \ l};\left\{{i \atop km}\right\}-\Gamma^{(1,6)}_{(-)\ \ m};\left\{{i \atop kl}\right\}=C_m;\left\{{m \atop kl}\right\},$$

mit dem Zustandsoperator

$$C_m = \Gamma^{(1,6)}_{(-)}{}_l;(\ ) - \Gamma^{(1,6)}_{(-)}{}_m;(\ ) \qquad (**)$$

Für die $R^i_{klm} = C_m; \left\{ {i \atop kl} \right\}$ gibt es zwei Möglichkeiten der Spurbildung, nämlich sp $C_m; \left\{ {i \atop kl} \right\}$ und C_m; sp $\vec{R} = \kappa(\vec{T} - \frac{1}{2}\vec{g}T)$ für deren Summendarstellungen $C_m; \left\{ {m \atop kl} \right\} = R_{kl}$ und $C_m; \left\{ {k \atop kl} \right\} = A_{lm}$ mit $A_{lm} = \vec{A} = -\vec{A}^*$ gelten. Mit diesen Beziehungen wird es möglich, in der Gleichung $\vec{R} = \kappa(\vec{T} - \frac{1}{2}\vec{g}T)$ mit $T = sp\vec{T}$ das Energieprinzip $div_4\vec{T} = 0$ des statischen Falles der Korrelation, die linke Seite durch einen auf das Korrespondenzfeld $\left\{ {i \atop kl} \right\}$ einwirkenden Operator gemäß

$$\text{sp } C_m = \kappa(\vec{T} - \frac{1}{2}\vec{g}T) = \kappa\vec{G}$$

auszudrücken, der seinerseits wieder von $\left\{ {i \atop kl} \right\}$ abhängt.

Kennzeichnet $A_{(m)}B^{(m)}$ den Summanden m aus der Summe A_iB^i, so kann immer versucht werden, die Komponenten von $\left\{ {i \atop kl} \right\}$ so zu bestimmen, dass die $G_{(m)ik}$ durch die direkten Proportionalitäten $G_{(m)ik} = \lambda_{(m)} \left\{ {(m) \atop ik} \right\}$ ausgedrückt werden können, denn die $G_{(m)ik}$ sind elektrisch-gravitative Feldgrößen, die wesentlich von den Mesofeldpotenzialen g_{ik} bestimmt werden (die runden Klammern bedeuten, dass die Summenkonvention aufgehoben ist).

Der Energieausdruck $G_{(m)ik}$ setzt sich aus Anteilen der energetischen Felder zusammen. Einstein nahm an, dass der Energiedichtetensor nur aus dem elektromagnetischen Feld gebildet wird. Für das Gravitationsfeld kennt er keine phänomenologische gravitative Quelle. Diese ist die Energiedichte des elektromagnetischen Feldes. Das Gravitationsfeld setzt Einstein einer geometrischen Größe proportional. Heim kennt darüberhinaus auch die physikalisch bedingte Energie, die von einem gravitativen Feld Γ und von einem orthogonal zu diesem bestehenden „Mesofeld" μ bewirkt wird, als Quelle. Die Energieanteile bestehen in Heims Theorie demnach aus den Größen:

m = 1 elektromagnetischer Anteil (E_i, H_i)
m = 2 gravitativ-elektrischer Anteil (p_i, E_i)
m = 3 gravitativ-magnetischer Anteil (p_i, H_i)
m = 4 gravitativer Anteil $(p_i = \Gamma_i\sqrt{\alpha} + \mu_i\sqrt{\beta})$, mit Γ_i = Gravitationsfeld, μ_i = Mesofeldvektoren und α und ß = Konstanten.

Die Darstellung

$$\kappa G_{(m)kl} = \lambda_{(m)} \left\{ {(m) \atop kl} \right\}$$

führt zu der Aussage, dass die Einwirkung eines Zustandsoperators auf die Eigenfunktion des Mesofeldes diskrete Zustände als Eigenwerte λ_m erzeugen:

$$\boxed{\text{sp } C_{(m)} ; \left\{ {}^{(m)}_{kl} \right\} = \lambda_m \left\{ {}^{(m)}_{kl} \right\}}$$

Dies ist für den jeweiligen Wert von m der Komponente k, l ein Eigenwertproblem des Operators sp $C_{(m)}$ mit den Eigenwerten λ_m und den Eigenfunktionen $\left\{ {}^{i}_{kl} \right\}$, d.h. die energetischen Eigenwerte des Operators sind, wegen der Eigenschaft der Mesofeldkomponenten, Eigenfunktionen zu bilden, zugleich Eigenwerte dieses Mesofeldes. Wenn diese Eigenwerte ein diskretes Punktspektrum bilden, dann müssen auch die elektromagnetischen und gravitativen Feldgrößen quantisiert erscheinen.

Der Krümmungstensor R^i_{klm} ist ein Maß für die metrischen Eigenschaften des betreffenden Raumes. Andererseits sind die λ_m Eigenwerte stationärer Mesofeldzustände, und das Verhalten von R^i_{klm} hängt demnach nur von diesen Mesofeldzuständen ab. Immer dann, wenn Mesofeldzustände $\lambda_m \neq 0$ vorhanden sind und wenn demzufolge Metrofeldquanten existieren, weicht das metrische Verhalten des R_4 vom euklidischen Raumbereich in der Form $R^i_{klm} \neq 0$ ab. Erst dann, wenn diese Materiefeldquanten und damit die ihnen allen gemeinsamen Mesofeldzustände $\lambda_m = 0$ werden, wird die Somawelt des Korrelationsbereiches gemäß $R^i_{klm} = 0$, euklidisch, so dass die Ursache des nichteuklidischen Verhaltens des R_4, also $g_{ik} \neq E_{ik}$ mit der Eigenschaft $g_{ik} \neq g^*_{ik}$ auf die Existenz stationärer Mesofeldzustände zurückgeht, was sich mit der Interpretation von g_{ik} als tensorielles Korrelationspotenzial des Mesofeldes und $\left\{ {}^{i}_{kl} \right\}$ als Korrespondenzfeld der mesobarischen Wechselwirkung deckt. Abgekürzt schreibt Heim für das tensorielle Korrespondenzfeld die Mesofeldfunktion φ:

$$\boxed{\varphi = \left\{ {}^{i}_{kl} \right\}}$$

4. Mesobarische Dynamik und Metastatik

Die Existenz des Mesofeldes liefert, nach Heim, die Basis zur Deduktion einer mesobarischen Dynamik, einer durch das Mesofeld bedingten dynamischen Wechselwirkung zwischen einer Gravitationswirkung und einer Materiefeldwirkung.

Zwei materielle gravitative Systeme a und $\underline{a}$ mögen in Form von zwei Materiefeldquanten in Wechselwirkung geraten.

Im ungestörten Fall gilt für beide Systeme

$$\text{a:} \qquad \mathrm{sp}\, C_m;\varphi = \lambda_m \varphi$$
$$\underline{\text{a}}\text{:} \qquad \mathrm{sp}\, \underline{C_m};\underline{\varphi} = \underline{\lambda_m}\underline{\varphi}$$

Liegt eine Korrespondenz zwischen beiden Systemen über eine Strecke des R_3 vor, so kann die Eigenwertgleichung des ungestörten Falles nicht mehr gelten. Die statischen Mesofeldzustände versuchen demnach als Folge der Korrespondenz durch dynamische Übergänge andere statisch stabile Zustände zu erreichen. Das statische Energieprinzip $sp\Gamma^{(6,6)}_{(-)};\vec{Q} = 0$ kann nicht mehr gelten, wenn Q^{ik} die Energiedichte des gesamten Korrespondenzsystems ist

$$Q^{ik} = T^{ik}_{(a,a)} + T^{ik}_{(a,\underline{a})} + T^{ik}_{(\underline{a,a})} + T^{ik}_{(\underline{a},a)}$$

Entsprechend der Divergenzentwicklung muss auf diesen Energiedichtetensor eine Vektordivergenz einwirken, so dass ein vom Nullvektor verschiedener Vektor entsteht. Die Verallgemeinerung der Vektordivergenz im Korrelationsbereich ist jeweils die Matrizenspur eines Γ - Operators. Es kann sich bei diesen Γ - Operatoren, wegen des 2. Grades des kovarianten Energiedichtetensors nur um die kovariante Form der Doublett-Signatur $\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)}$ mit $1 \le \varepsilon,\kappa \le 6$ handeln. Mit Ausnahme der Signatur (6,6) werden diese Operatoren wesentlich durch die Komponenten von φ bzw. $\underline{\varphi}$ bestimmt. Es sind zwei Formen von Operatoren zu unterscheiden:

$\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)}$ auf System a und $\underline{\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)}}$ auf $\underline{\text{a}}$ bezogen.

Ihre Einwirkung auf Q_{ik} liefert ponderomotorische Kraftwirkungen $\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}$ und $\underline{\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}}$:

$$(sp\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)})_6;\underline{\vec{Q}_{ik}} = (\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa})_6$$
$$(sp\underline{\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)}})_6;\vec{Q}_{ik} = (\underline{\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}})_6$$

Die 6-reihige Matrix lässt sich auf eine 2-reihige reduzieren ($\varepsilon,\kappa = 1{,}2$) , weil z.B.

$\varepsilon = 3$ aus $\varepsilon = 1$ oder $\varepsilon = 2$ folgt, wenn $\left\{ {i \atop kl} \right\} = 0$,
$\varepsilon = 4$ bzw. 5 aus $\varepsilon = 1$ oder a = 2 folgt, falls $\left\{ {i \atop kl} \right\}_+ = 0$,
$\varepsilon = 6$ aus $\varepsilon = 1$ oder $\varepsilon = 1$ folgt, wenn $\left\{ {i \atop kl} \right| = 0$.

Das heißt, die Signaturen $3 \le \varepsilon,\kappa \le 6$ sind Sonderfälle von $\varepsilon,\kappa = 1$ und 2.

Die Systeme werden reduziert auf:

$$\boxed{\begin{aligned} (sp\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)})_2;\underline{\vec{Q}_{ik}} &= (\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa})_2 \\ (sp\underline{\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)}})_2;\vec{Q}_{ik} &= (\underline{\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}})_2 \end{aligned}}$$

Die $\underline{\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}}$ sind ponderomotorische Wirkungen auf $\underline{a}$ und $\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}$ solche auf a, die durch die Korrespondenz beider Systeme zustande kommen. Hinsichtlich des Feldes von $\underline{a}$

müssen demnach die $\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa}$ quellenfrei sein und umgekehrt. Die Skalardivergenzen im R_4 werden durch die Singulett-Operatoren $sp\Gamma^{(a)}_{(\pm)}$ ausgedrückt, wo wieder die Signaturen $3 \leq a \leq 6$ Sonderfälle von 1 und 2 sind. Es kommt nur die kovariante Wirkungsweise in Betracht. Demnach gelten die Divergenzfreiheiten

$$sp(\Gamma^{(1)}_{(-)},\Gamma^{(2)}_{(-)});(\underline{\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa})_2} = 0$$

$$sp(\underline{\Gamma^{(1)}_{(-)}},\underline{\Gamma^{(2)}_{(-)}});(\vec{\xi}_{\varepsilon,\kappa})_2 = 0$$

Mit der Zusammenfassung der Operatoren

$$\boxed{\begin{aligned}\hat{M}_{(+)} &= sp(\Gamma^{(1)}_{(-)}),\Gamma^{(2)}_{(-)});(\underline{sp\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)})}_2 \\ \hat{M}_{(-)} &= (sp\underline{\Gamma^{(1)}_{(-)}}),\underline{\Gamma^{(2)}_{(-)}});(sp\Gamma^{(\varepsilon,\kappa)}_{(-)})_2\end{aligned}}$$

lauten die Wechselwirkungsgesetze

$$\boxed{\hat{M}_{(\pm)};\underline{Q_{ik}} = 0}$$

wodurch die mesobarische Erweiterung des dynamischen Falles erreicht worden ist.

Der gesamte Energiedichtetensor kann noch umgeschrieben werden. Da die Operatordarstellungen

$$R_{ik} = sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{kl}\right\} \quad \text{und} \quad R = sp\,R_{ik} = sp(sp\,C_m;\left\{{}^{im}_{kl}\right\})$$

dieser Größen durch den Operator C möglich ist und C bzw. $\underline{C}$ die Zustandsoperatoren der Felder a und $\underline{a}$ sind, die Mesofelder durch $\vec{g}$ und $\underline{\vec{g}}$ beschrieben werden, kann das Gesetz

$$\kappa T_{ik} = sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{ik}\right\} - \frac{1}{2}g_{ik}sp(sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{ik}\right\}) = [sp\,C_m - \frac{1}{2}g_{ik}sp(sp\,C_m)];\left\{{}^{m}_{ik}\right\}$$

für die einzelnen Anteile von Q_{ik} Anwendung finden. Doch sind diese Anteile wegen der Wechselwirkung dann nicht mehr quellenfrei hinsichtlich $sp\Gamma^{(a)}_{(\pm)}$.

Für die Felder a und $\underline{a}$ folgt dann

$sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{kl}\right\} = \kappa(\vec{T}_{(a,a)} - \frac{1}{2}\vec{g}\vec{T}_{(a,a)})$ oder $sp(sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{kl}\right\}) = -\kappa\vec{T}_{(a,a)}$, weil $sp\,\vec{g} = sp\,\underline{\vec{g}} = 4$ im R_4 ist.

Daraus folgt

$$\kappa\vec{T}_{(a,a)} = sp\,C_m;\left\{{}^{m}_{kl}\right\} - \frac{1}{2}\vec{g}\;sp(sp\,C_m\left\{{}^{m}_{kl}\right\})$$

$$\kappa\vec{T}_{(b,b)} = sp\underline{C_m};\underline{\left\{{}^{m}_{kl}\right\}} - \frac{1}{2}\underline{\vec{g}}\;sp(sp\underline{C_m}\underline{\left\{{}^{m}_{kl}\right\}})$$

Da die C und $\underline{C}$ Zustandsoperatoren der beiden Felder mit den Eigenwerten λ_m und $\underline{\lambda_m}$ und den Eigenfunktionen $\left\{ {m \atop kl} \right\}$ bzw. $\underline{\left\{ {m \atop kl} \right\}}$ bei fehlender Korrespondenz sind, besteht die Möglichkeit, dass im Falle der Korrespondenz die Felder a und $\underline{a}$ sich so beeinflussen, dass die Zustandsoperatoren wegen der Wechselwirkung auf die zum jeweiligen Konterfeld gehörenden Eigenfunktionen einwirken, was mit den Eigenwerten λ'_m und $\underline{\lambda'_m}$ dieser Wechselwirkung zu den beiden Eigenwertbeziehungen

$$spC_m;\underline{\left\{ {m \atop kl} \right\}} = \lambda_m'\underline{\left\{ {m \atop kl} \right\}}$$
$$sp\underline{C_m};\left\{ {m \atop kl} \right\} = \underline{\lambda_m}'\left\{ {m \atop kl} \right\}$$

führt, mit denen allerdings keine divergenzfreien Tensoren aufgebaut werden können. Für die Wechselwirkungsanteile von Q_{ik} ergibt sich dann

$$\kappa Q_{ik} = \kappa(T_{ik(a,\underline{a})} + T_{ik(a,\underline{a})} + T^{ik}_{(\underline{a},a)} + T_{ik(\underline{a,a})}) = [(1-\frac{1}{2}g_{ik}sp);spC_m) + (1-\frac{1}{2}\underline{g_{ik}}sp);sp\underline{C_m}];(\left\{ {m \atop ik} \right\} + \underline{\left\{ {m \atop ik} \right\}}$$

Mit den Kürzungen

$$\Omega = (1-\frac{1}{2}g_{ik}sp);spC_m$$
$$\underline{\Omega} = (1-\frac{1}{2}\underline{g_{ik}}sp);sp\underline{C_m}$$

folgt

$$\kappa Q_{ik} = (\Omega + \underline{\Omega});\left\{ {m \atop ik} \right\} + \underline{\left\{ {m \atop ik} \right\}} = (\Omega + \underline{\Omega});(\varphi + \underline{\varphi})$$

Das allgemeine Wechselwirkungsgesetz ist somit

$$\boxed{\hat{M}_{(\pm)};\kappa Q_{ik} = \hat{M}_{(\pm)};(\Omega + \underline{\Omega});(\varphi + \underline{\varphi}) = 0}$$

Das Verschwinden der Ω ist nur möglich, wenn beide Summanden $(\varphi + \underline{\varphi})$ Null werden.

Mit dem Operator

$$\boxed{\hat{R} = \hat{M}_{(\pm)};(\Omega + \underline{\Omega})}$$

hat das allgemeine Korrespondenzgesetz dann die einfache Form

$$\boxed{\hat{R};(\varphi + \underline{\varphi}) = 0}$$

Diese insgesamt $4^3 = 64$ Differenzialgleichungen setzen im Fall einer dynamischen Korrespondenz von zwei mesobarischen Systemen die 64 Korrespondenzfeldkomponenten $\varphi = \left\{ {i \atop kl} \right\}$ des Systems a mit den entsprechenden $\underline{\varphi} = \underline{\left\{ {i \atop kl} \right\}}$ von $\underline{a}$ in eine Wechselbeziehung.

Die eingerahmten Gleichungen sind die von Heim im „Flugkörper“ angegebenen Formeln. Heim deutete darin bereits an, dass ein sechsdimensionaler Hyperraum eine

Vielfachgeometrie („Polymetrie") nahelegen würde, und dass die Entdeckung einer kleinsten Fläche (dem Metron) zu einer Diskretisierung der Geomerie bzw. auf eine „Metronisierung" führen muss.

Heim war bereits damals davon überzeugt, dass die Lösungen der Eigenwertgleichungen auf die geometrischen Gestalten der Massen von Elementarteilchen führen werden. Allerdings genügte es dafür nicht, die 1959 und oben angegeben Eigenwertgleichungen, die sich aus der Riemannschen Metrik ergaben, zu verwenden, sondern er musste dafür Metriken entwickeln, die aus Partialstrukturen von vier unterschiedlichen Geometrien im sechsdimensionalen Hyperraum zusammengesetzt sind.

Erst dann wird die Lösungsmannigfaltigkeit hinreichend groß, dass sich die vielen unterschiedlichen Elementarteilchenmassen im stationären Fall herleiten lassen.
Da die Werte der Partikelmassen recht gut mit den gemessenen übereinstimmen (www.heim-theory.com), ist Heims Eigenwertgleichung und die Sechsdimensionalität der Welt gerechtfertigt. (Heim 1977, Heim 1980/1989, Heim 1983)

Die Entdeckung einer kleinsten Fläche, das „Metron", als Naturkonstante, veranlasste Heim, seine 6-dimensonale Geometrie in eine diskrete Form zu bringen.

Bei der Metronisierung werden dann Vektoren und Tensoren zu metronischen Operatoren, den Selektoren, Auswählern aus ganzen Zahlen n (von Metronen), Verschiebungssymbole werden zu Kondensoren und Krümmungen werden zu Kompressoren (von Metronen).

Zwar sind diese Flächenelemente um 20 Größenordnungen geringer als die empirisch bestimmten Teilchendurchmesser, so dass man physikalische Probleme weiterhin im geometrischen Kontinuum behandeln kann. Doch ist es zum Verständnis einiger Phänomene der Teilchenphysik und in der Kosmologie erforderlich, die diskrete Geometrie zu verwenden.

Die folgenden Herleitungen sollen nur einen kleinen Einblick geben, wie die im Jahre 1959 bereits angedeuteten Funktionen und Operatoren im infinitesimalen Fall in einer (diskreten) metronisierten Polymetrie erweitert werden mussten.

5. Die kovariante Ableitung in einem metronisierten 6-dimensionalen Hyperraum

Die Sechsdimensionalität der Welt leitete Heim aus der Tatsache ab, dass er aus der Lösung seiner Eigenwertgleichung 36 von Null verschiedene Werte für den Energietensor erhalten hat, die sich in einer 6 mal 6 – Matrix unterbringen lassen. Da die An-

zahl der Spalten bzw. Reihen die Zahl der Dimensionen angeben, schloss Heim auf einen R_6.

In diesem Fall muss es drei äquivalente metrische Strukturen geben $g_{ik}^{(\mu)}$ mit $1 \le \mu \le 3$, die im R_6 ein Kompositionsfeld aufbauen. Die drei Unterräume bilden jeweils eine semantische Einheit, deren eigene Koordinaten nicht mit denen der zwei anderen vertauschbar sind:

$$R_3 = (x_1, x_2, x_3) \ , \quad T_1 = (x_4) \ , \quad S_2 = (x_5, x_6)$$

R_3 bezeichnet den Raum, T_1 die Zeit und S_2 sind zwei imaginäre Koordinaten, welche die Organisation eines Systems angeben (x_5) und das in der Zeit sich realisierende Ziel der Organisation (x_6).

Aufgrund der unterschiedlichen Koordinatenstruktur ergeben sich physikalisch unterscheidbare Fundamentaltensoren g_{ik}, deren Indizes i,k den einzelnen Koordinatengruppen zugeordnet werden können. (Werden diese Fundamentaltensoren als Potenziale unterschiedlicher physikalische Felder interpretiert, dann werden beim Übergang von den Heimschen Eigenwertgleichungen zu den Einsteinschen Feldgleichungen der ART mit $x_5, x_6 \to 0$ mit den verbleibenden Koordinaten x_1, x_2, x_3, x_4 im Makrobereich gerade die 16 Tensorpotenziale der ART erhalten).

Nach Heim lassen sich die drei verschiedenen metrischen Fundamentaltensoren $g_{ik}^{(\mu)}$ als nichteuklidische Strukturen in den Unterräumen S_2, $S_2 \cup T_1$, $S_2 \cup R_3$, $S_2 \cup T_1 \cup R_3$ superponieren.

Dies folgt aus den Theoremen der Metronisierung, wonach der metrische Fundamentaltensor bzw. Fundamentalselektor g_{ik} aus der Kontraktion eines tensoriellen Selektor κ_{mi} gebildet wird. Der nichteuklidische Gitterselektor der metrischen Hyperstruktur des Kompositionsfeldes erweist sich als metronischer Integralselektor mit dem Kern κ_{mi}. Das folgt aus der Metronisierung der Metrik, die als Produkt der metronischen Differenziale δ_k zweier Hyperselektoren $\psi_s ; n = \xi_s$ geschrieben werden kann. Das quadratische Längendifferenzial ds² wird zu einer quadratischen Längendifferenz, wenn die x_i ein orthogonales metronisches Gitter äquidistanter geodätischer Geraden hinsichtlich des Bezugsraumes bilden:
$\Delta s^2 = g_{ik} \Delta x^i \Delta x^k$, und im Grenzfall

$$\lim \Delta s^2 = \lim g_{ik} \Delta x^i \Delta x^k = (\delta s)^2 = g_{ik} \delta x^i \delta x^k ; n = \kappa^i \kappa^k \sqrt{\tau^2} ; n = \delta_i \psi \delta_k \psi$$

$$\delta_k \psi = g_k ; (\ ) \delta x^k = \sum_{k=1}^{N} g_k (\ ) \delta x^k = \kappa_{ik} ; (\delta x), \ \text{mit} \ \psi = \sum_{s=1}^{N} \psi_s$$

$$\psi = \mathbf{S} \kappa_{ik} ; (\delta x)$$

Der metronische Integralselektor κ_{ik} wird von Heim als Gitterkern bezeichnet. Er ist ein tensorieller Selektor, dessen Zeilen- und Spaltenvektoren die Vektorselektoren g_i von g_{ik} sind. Daher muss die Integration des Gitterkerns mit dem Fundamentalselektor identisch sein, d.h.

$$g_{ik} = sp(\kappa_{mi} \times \kappa_{km})$$

Der Gitterkern κ_{ik} kann als Maß des metronischen Kondensationsgrades einer Hyperstruktur angesehen werden. Die Abhängigkeit der drei metrischen Tensoren $g_{ik}^{(\mu)}$ und $g_{ik}^{(\nu)}$ mit $1 \le \mu,\nu \le 3$ von euklidischen und nichteuklidischen Koordinaten kann unterschiedlichster Art sein und dadurch eine bestimmte Metrik definieren. Die Superposition zweier tensorieller Selektoren wird in der Flächen-Differenzenrechnung gefordert.

Auch ohne die Metronisierung gelangt man zu einer Vielfachgeomegtrie (Polymetrie) mit einer kompositiven Metrik g_{ik}. In der infinitesimalen Geometrie muss man nur die Forderung nach einer doppelten Koordinatenabhängigkeit erheben. Angenommen, die euklidischen Koordinaten x_m hängen von zwei voneinander unabhängigen nichteuklidischen Koordinaten $y_\alpha = y_\alpha(z_k)$ ab:

$$x_m = x_m(y_\alpha(z_k)),$$

dann gilt für den „kompositiven Fundamentaltensor" wegen der Abhängigkeit von zwei nichteuklidischen Koordinatensystemen

$$g_{ik} = \frac{\partial x_m}{\partial y_\alpha}\frac{\partial y_\alpha}{\partial z_i}\frac{\partial x_m}{\partial y_\beta}\frac{\partial y_\beta}{\partial z_k} = \sum_{\alpha,\beta=1}^{6} g_{ik}^{(\alpha\beta)}$$

wobei die Summation über α und ß stattfindet.

$$g_{ik}^{(\alpha\beta)} = (\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\alpha)}}\frac{\partial y_{(\alpha)}}{\partial z_i})(\frac{\partial x_m}{\partial y_{(\beta)}}\frac{\partial y_{(\beta)}}{\partial z_k}) = \kappa_{im}^{(\alpha)}\kappa_{mk}^{(\beta)}$$

Im sechsdimensionalen Hyperraum kann die Koordinatenstrukturierung $R_6 = R_6((y_1,y_2,y_3)(y_4)(y_5,y_6))$ vorgenommen werden, denn die reellen Koordinaten y_1,y_2,y_3 des R_3 sind vertauschbar und bilden, physikalisch gesehen, eine zusammenhängende Einheit. Die Zeitkoordinate y_4 spannt zusammen mit den reellen Koordinaten den Minkowski-Raum R_4 auf und unterscheidet sich in ihrem physikalischen Verhalten von den Koordinaten des R_3. Sie bildet somit eine selbständige Einheit y_1,y_2,y_3. Die imaginären Transkoordinaten y_5,y_6 sind wiederum nicht vertauschbar mit den Koordinaten y_1,y_2,y_3 und y_4 und bilden eine dritte semantische Einheit. Der polymetrische Fundamentaltensor $g_{ik}^{(\alpha\beta)}$ lautet mit der Aufspaltung in die 3 semantischen Einheiten

$$g_{ik}^{(\alpha\beta)} = \sum_{\alpha=1}^{6} \kappa_{im}^{(\alpha)} \sum_{\beta=1}^{6} \kappa_{mk}^{(\beta)} = \left(\sum_{\alpha=1}^{3} \kappa_{im}^{(\alpha)} + \kappa_{im}^{4} + \sum_{\alpha=5}^{6} \kappa_{im}^{(\alpha)} \right) \left(\sum_{\beta=1}^{3} \kappa_{mk}^{(\beta)} + \kappa_{mk}^{4} + \sum_{\beta=5}^{6} \kappa_{mk}^{(\beta)} \right)$$

mit i, k, α, ß = 1, 2,…,6. Werden die drei Koordinatengruppen $(y_1, y_2, y_3)(y_4)(y_5, y_6)$ mit den Ziffern μ,ν = 3, 2, 1 benannt, dann lautet der kompositive Fundamentaltensor

$$g_{ik}^{(\mu\nu)} = \sum_{\mu=1}^{3} \kappa_{im}^{(\mu)} \sum_{\nu=1}^{3} \kappa_{mk}^{(\nu)} = (\kappa_{im}^{(3)} + \kappa_{im}^{(2)} + \kappa_{im}^{(1)})(\kappa_{mk}^{(3)} + \kappa_{mk}^{(2)} + \kappa_{mk}^{(1)}) = \sum_{\mu,\nu=1}^{3} g_{ik}^{(\mu\nu)}$$

mit den Partialtensoren $\kappa_{ik}^{(\mu)}$

$$\kappa_{ik}^{(1)} = \kappa_{ik}^{(1)}(y_5, y_6)$$
$$\kappa_{ik}^{(2)} = \kappa_{ik}^{(2)}(y_4)$$
$$\kappa_{ik}^{(3)} = \kappa_{ik}^{(3)}(y_1, y_2, y_3)$$

Es gibt vier Kombinationen von Partialstrukturen mit denen sich vier kompositive Fundamentaltensoren, sog. *Korrelatoren* mit der Bezeichnung x = a, b, c und d bilden lassen, die von Heim *Hermetrieformen* genannt werden

$$\hat{g}^{(x)} = \hat{g}_{ik}^{(x)}(g_{ik}^{(\mu\nu)}, \kappa_{ik}^{(\mu)}) \qquad \text{i, k} = 1,\ldots,6; \ \mu,\nu = 1, 2, 3 ; \ x = \text{a, b, c, d}$$

Die Korrelatoren sind Partielstrukturen des R_6, die in wechselseitigen Korrelationen stehen. Wenn alle drei Partialstrukturen einen Korrelator bilden, dann ist x = d

$$\hat{g}^{d} = f^{d}(\kappa_{ik}^{(1)}, \kappa_{ik}^{(2)}, \kappa_{ik}^{(3)}) = \hat{g}$$

Durch Einwirkung von Sieboperatoren $S(\mu,\nu)$, mit $\mu,\nu = 2$ und 3 auf $\hat{g}^{d}$ können die Partielstrukturen mit dem Index 2 und/oder 3 gelöscht werden. Damit ergeben sich die nichteuklidischen Strukturformen

$$\hat{g}_a = S(2,3)\hat{g} = f_a(\kappa_{(1)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & \kappa_{(1)} & \kappa_{(1)} \\ \kappa_{(1)} & E & E \\ \kappa_{(1)} & E & E \end{pmatrix}$$

$$\hat{g}_b = S(3)\hat{g} = f_b(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & g_{(12)} & \kappa_{(1)} \\ g_{(21)} & g_{(22)} & \kappa_{(2)} \\ \kappa_{(1)} & \kappa_{(2)} & E \end{pmatrix}$$

$$\hat{g}_c = S(2)\hat{g} = f_c(\kappa_{(1)}, \kappa_{(3)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & \kappa_{(1)} & g_{(13)} \\ \kappa_{(1)} & E & \kappa_{(3)} \\ g_{(31)} & \kappa_{(3)} & g_{(33)} \end{pmatrix}$$

$$\hat{g}_b = \hat{g} = f_b(\kappa_{(1)}, \kappa_{(2)}, \kappa_{(3)}) = \begin{pmatrix} g_{(11)} & g_{(12)} & g_{(13)} \\ g_{(21)} & g_{(22)} & g_{(23)} \\ g_{(31)} & g_{(32)} & g_{(33)} \end{pmatrix}$$

Die vier Korrelatoren erweisen sich als physikalisch ausdeutbare nichteuklidische Strukturformen, als Wechselwirkungspotenziale sog. *Hermetrieformen*:

$a \mathrel{\hat{=}} \hat{g}_a = g_{ik(a)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)}) \mathrel{\hat{=}}$	Gravitonen
$b \mathrel{\hat{=}} \hat{g}_b = g_{ik(b)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)},\kappa_{ik}^{(2)}) \mathrel{\hat{=}}$	Photonen
$c \mathrel{\hat{=}} \hat{g}_c = g_{ik(c)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)},\kappa_{ik}^{(3)}) \mathrel{\hat{=}}$	elektrisch neutrale Partikel
$d \mathrel{\hat{=}} \hat{g}_d = g_{ik(d)} = g_{ik}(\kappa_{ik}^{(1)},\kappa_{ik}^{(2)},\kappa_{ik}^{(3)}) \mathrel{\hat{=}}$	elektrisch geladene Partikel

Anstelle der Christoffelschen Verschiebungssymbole $\left\{{l \atop ik}\right\}$ der Riemannschen Geometrie gelten nun die *Fundamentalkondensoren* $\left\{{\ \atop skm}\right\}_{(\lambda\sigma)}$ der Polymetrie. Mit der kontravarianten Form des Korrelators $g_{(\mu\nu)}^{is} = sp(\kappa_{(\mu)}^{is} \times \kappa_{(\nu)}^{is})$ lässt sich der Fundamentalkondensor $\left\{{\ \atop skm}\right\}_{(\lambda\sigma)}$ in die gemischvariante Stufe heben

$$g_{(\mu\nu)}^{is}\left\{{\ \atop skm}\right\}_{(\lambda\sigma)} = \frac{1}{2}\sum_{\mu,\nu=1}^{3} g_{(\mu\nu)}^{is}\left(\sum_{\kappa,\lambda=1}^{3}\left(\frac{\partial g_{sk}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^m} + \frac{\partial g_{sm}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^k} - \frac{\partial g_{km}^{(\kappa\lambda)}}{\partial z^s}\right)\right) = \sum_{\kappa\lambda\mu\nu}^{3}\left\{{i \atop km}\right\}_{(\kappa\lambda)}^{(\mu\nu)}{}_{-+} = \left[{\lambda\sigma \atop {-+ \atop \mu\nu}}\right]$$

($\mu\nu$) bedeutet in der abgekürzten Schreibweise die Kontrasignatur und $(\kappa\lambda)$ die Basissignatur, (- +) beschreibt die Wirksignatur zwischen Kontra- und Basissignatur. Sie bedeutet hier, dass der kontravariante Index i vom Gitterkern $\kappa_{(\mu)(+)}^{is}$ geliefert wird. Der Index ν des Gitterkerns $\kappa_{(\nu)(-)}^{is}$ ermöglicht die Summation.

Die Kondensoren bewirken, dass bei der Projektion eines auf einer gekrümmten Fläche liegenden Metronengitters auf eine ebene Bezugsfläche, die projizierten Metronen zusammengepresst bzw. kondensiert erscheinen. Sie vermitteln externe Wechselwirkungen, die von Heim Korrespondenzen genannt werden.
Wenn $\left[{cd \atop {-+ \atop ab}}\right]$ hermitesch ist, ist es ein echtes gemischtvariantes Tensorfeld vom dritten Grade. Die geodätischen Koordinaten können nur in Bezug auf eine Partialstruktur gefunden werden, so dass die Geodäsie der beiden anderen μ nicht gegeben ist und sich $\left[{cd \atop {-+ \atop ab}}\right]$ nicht forttransformieren lässt.

Die kovariante Differentiation erweitert den Tensorgrad um eine Stufe. Heim hatte für die infinitesimale Differentiation einen Operator $\Gamma_{(\pm)}^{(s_1)(s_2)}$ angegeben. Die kontravariante Einwirkung auf die gemischtvariante Form der ersten Summe kennzeichnet ($s_1(\varepsilon)$), die der zweiten mit $(s_2(\varepsilon))$. Mit (+) wird die kontravariante, und mit (-) die kovariante Operatorwirkung einer der 6 Signaturen ε bezeichnet. Die infinitesimalen Γ – Operator wirken linear durch die Komponenten der Parallelverschiebung.

Wenn ein Γ – Operator in der Polymetrie metronisiert wird, dann wirken die metronischen Kondensationszustände im Sinne von Funktionalselektoren auf irgendeine metronische Feldfunktion. Die metronisierten Γ – Operatoren sind also immer Funktio-

nalselektoren, die mithilfe von metronischen Kondensationsfeldern wirken. Heim nennt diese Operatoren daher *Kondensfeldselektoren*. Die Variationsmöglichkeit der Kondensfeldselektoren wird nun wesentlich größer als diejenige der Γ – Operatoren. Denn im Gegensatz zu der einen Klasse metrischer Komponenten kommen im metronischen Bereich wegen der Kombinationen der Partialstrukturen in den Korrelatoren in einem Kondensfeldselektor, in den additiven Kondensorgliedern mehrere Kondensorsignaturen (Basis-, Kontra-, und Wirksignaturen) zur Geltung. Außerdem können in den Typensignaturen $(s_1(\varepsilon))(s_2(\varepsilon))$ alle Modalitäten der $1 \le \varepsilon \le 6$ Wirkungsvorschriften simultan und kombiniert differenzierte Typensignaturen aufbauen.

Beim Übergang vom infinitesimalen zum metronischen Tensorfeld und zum Selektor werden die den Tensor aufbauenden Vektoren separat zu vektoriellen Selektoren.

Die kovariante Differentiation, ausgedrückt durch Anwendung des Γ – Operators, die im infinitesimalen Fall duch Gleichung (*) gegeben ist, wirkt in der metronisierten Polymetrie als Kondensfeldselektor auf ein metronisches Tensorfeld vom Grad m und hat (mit dem Übergang zur metronischen Differentiation $\frac{\partial}{\partial x^k} \rightarrow \frac{1}{\alpha_k}\delta_k$, mit $\alpha_k = \kappa_k \sqrt{\tau}$), das Aussehen

$$\Gamma^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)} \begin{bmatrix} cd \\ -+ \\ ab \end{bmatrix}_k = \frac{1}{\alpha_k}\delta_k + \sum_{\lambda=\mu+1}^{m} ()^{\sigma} \begin{Bmatrix} i_\lambda \\ \sigma k \end{Bmatrix}^{(cd)}_{\substack{-+ \\ (ab)(\varepsilon_\lambda(s_1))}} ; n - \sum_{\lambda=1}^{\mu} ()_{\sigma} \begin{Bmatrix} \sigma \\ i_\lambda k \end{Bmatrix}^{(cd)}_{\substack{-+ \\ (ab)(\varepsilon_\lambda(s_2))}} ; n = \begin{bmatrix} cd \\ -+ \\ ab \end{bmatrix}^{(s_1)(s_2)}_{(\pm)k}$$

Dieser Selektor wird im allgemeinen Fall von verschiedenen Kondensoren aufgebaut, die sich in ihrer Kondensorsignatur unterscheiden.

Mit diesem Operator erstellt Heim wie im infinitesimalen Fall (**) einen Zustandsoperator C_m, der in die metronisierte polymetrische Eigenwertgleichung eingeht. Damit erhält er eine hinreichend große Lösungsmannigfaltigkeit mit der sich materielle Strukturen geometrisch ausdrücken lassen.

In Anbetracht der Tatsache, dass sich mit der Theorie von Burkhard Heim nicht nur sämtliche Teilchenmassen und -eigenschaften geometrisch interpretieren lassen, dass Heims Theorie mit keinen empirischen Phänomenen in Widerspruch steht und dass sich Einsteins Allgemeine Relativitätstheorie als Näherung aus der umfassenderen Heimschen Theorie ergibt, ist es bedauernswert, dass sich die Physiker noch nicht mit Heims Arbeiten befasst haben. Allerdings wird die Zeit für eine Aufarbeitung dieser Theorie noch kommen, wenn erst einmal ein Institut die ungeheure Menge des Heimschen Nachlasses, der sich in der Stadt Northeim befindet, (und den kein anderer großer Physiker in dieser Menge produziert hat) zur Kenntnis nehmen wird, und wenn die Teilchenphysiker aus den Experimenten mit wechselwirkenden Partikeln weiterhin zu keinen Einsichten in die geometrischen Gestalten von Elementarteilchen kommen werden.

6. Die kontrabarische Gleichung

Da Heim das Gravitationsfeld physikalisch ähnlich beschreibt wie das elektromagnetische Feld in den Maxwellgleichungen, braucht er zur Untersuchung der physikalischen Felder und deren Wechselwirkungen keine strukturtheoretischen Gleichungen, die das Gravitationsfeld als Raumkrümmung verstehen. Die Newtonsche Näherung ist dafür hinreichend. Heim vergleicht die Kraftdichten des elektromagnetischen mit der des gravitativen Feldes.

Die Maxwell-Gleichungen für den Elektromagnetismus lauten:

$$\boxed{\varepsilon_0 div\vec{E} = \rho \quad , \quad rot\vec{H} = \varepsilon_0 \dot{\vec{E}} + \rho v}$$
$$\boxed{rot\vec{E} = -\mu_0 \, , \qquad div\vec{H} = 0}$$

mit $\vec{E} =$ **E** $= E_i =$ elektrischer Feldvektor, $\vec{H} =$ **H** $= H_i =$ magnetischer Feldvektor, $\dot{E} = \frac{d}{dt}$E, $\vec{v} =$ Geschwindigkeitsvektor, $\varepsilon_0, \mu_0 =$ Konstanten, $\vec{\rho}$ = Ladungsdichte, c = $\sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}$ = Lichtgeschwindigkeit, Koordinaten i = x, y, z und den Vektor-Differenzialbeziehungen:

$$\text{grad } \sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial x} + \frac{\partial\sigma}{\partial y} + \frac{\partial\sigma}{\partial z} \, ,$$

$$\text{div } \; E_i = \frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} \, ,$$

$$\text{rot } \; E_i = \begin{bmatrix} i_x & i_y & i_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ E_x & E_y & E_z \end{bmatrix}$$

In Heims Theorie der Gravitation besitzt auch das Gravitationsfeld einer Masse m nach dem Energie-Materie-Äquivalenzprinzip eine sehr schwache Feldmasse μ_g, so dass die Gesamtmasse eines Teilchens m(r) = $m_0 + \mu_g$ ortsabhängig ist. Ein bewegtes Gravitationsfeld $\vec{\Gamma}$ induziert ein Mesofeld $\vec{\mu}$:

$$\boxed{div\vec{\Gamma} = \vec{\sigma} / \alpha \, , \qquad rot\vec{\mu} = \alpha\dot{\vec{\Gamma}},}$$
$$\boxed{rot\vec{\Gamma} = -\beta\dot{\vec{\mu}} \, , \quad div\vec{\mu} = c(\sigma_0 - \vec{\sigma})}$$

Die Ladungsdichte des Feldes ist die Differenz zwischen der der Gesamtladungsdichte $\vec{\sigma}$ und der der Quellmasse σ_0. Die Ausbreitung gravitativer Feldstörungen erfolgt mit der Geschwindigkeit

$$c = \sqrt{\frac{1}{\alpha\beta}}\text{, mit } \alpha = \frac{1}{4\pi\gamma}.$$

Aus den Feldgleichungen folgt

$$\vec{\Gamma} rot\vec{\mu} - \vec{\mu} rot\vec{\Gamma} = \alpha\vec{\Gamma}\dot{\vec{\Gamma}} + \beta\vec{\mu}\dot{\vec{\mu}} = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\vec{\Gamma}^2 + \beta\vec{\mu}^2) = -div(\vec{\Gamma}\times\vec{\mu})$$

Das ist die Leistungsdichte als zeitliche Änderung der Energiedichte η:

$$\boxed{\dot{\eta} = -div(\vec{\Gamma}\times\vec{\mu}) = \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}(\alpha\vec{\Gamma}^2 + \beta\vec{\mu}^2)}$$

Im statischen Fall ist wegen der Forderung nach Energieerhaltung div $(\vec{\Gamma}\times\vec{\mu}) = 0$.
Wegen m = m(r) und $\vec{\Gamma} = grad\vec{\varphi} = \gamma\left(\frac{1}{r}\frac{\partial m}{\partial r} - \frac{m}{r^2}\right)$ liefert die Volumenintegration mit

m‘ = $\frac{\partial m}{\partial r}$

$$\int \alpha\vec{\Gamma}^2 dV = 4\pi\alpha\gamma^2\int r^2\left(\frac{1}{r}m' + \frac{m}{r^2}\right)^2 dr = \gamma\int\left(m'^2 - 2\frac{m}{r}m' + \frac{m^2}{r^2}\right)dr,$$

wobei dV = $4\pi r^2 dr$ gesetzt wurde. Nach Zeitdifferentiation ist

$$\dot{r}\frac{d}{dr}\left(mc^2 + \gamma\int(m'^2 a - \frac{2mm'}{r} + \frac{m^2}{r^2})dr\right) = 0,$$

mit der Konstanten a =γ / c^2. Wegen $\dot{r} \neq 0$ muss der zweie Faktor verschwinden. Die Differentiation ergibt:

$$m'\left(1 - am' - \frac{2am}{r}\right) = -a\frac{m^2}{r^2}$$

Wird am‘ vernachlässigt und mit x = m/r substituiert, so wird

$$\frac{dm}{dr} = -\frac{ax^2}{1-2ax} = \frac{d}{dr}(xr) = r\frac{dx}{dr} + x$$

$$-\frac{1}{r} = \frac{1}{x} + \frac{dx}{dr}\left(\frac{1-2ax}{1-ax}\right) = \frac{dx}{dr}\left(\frac{1}{x} - \frac{a}{1-ax}\right) \quad -\int_{r_0}^{r}\frac{dr}{r} = \int_{x_0}^{x}\frac{dx}{x} - a\int_{x_0}^{x}\frac{dx}{1-ax}$$

$$\ln(r_0/r) = \ln(x/x_0) + \ln\left(\frac{1-ax}{1-ax_0}\right) = \ln\left(\frac{x(1-ax)}{x_0(1-ax_0)}\right)$$

$$x(1 - ax)r = x_0(1-ax_0)$$

Mit der Kürzung A = m (1 – am/r) = $m_0(1-am_0/r_0)$= const
folgt für die ortsabhängige Masse der Ausdruck

$$\boxed{\mathrm{m(r)} = \frac{r}{2a}\left(1 \pm \sqrt{1-\frac{4aA}{r}}\right)}$$

mit a = γ / c^2. Für r = r_0 muss m(r_0) $= m_0$ werden. Daher muss das Minuszeichen gelten. (Einen entsprechenden Ausdruck erhielten Arnowitt, Deser und Misner (1962), allerdings mit einem andern Wert a = $-\frac{1}{2}\frac{\gamma}{c^2}$).

Die Feldmasse μ_g im Gravitationsfeld ist damit

$$\mu_g = \lim_{r\to\infty}(m - m_0) = \lim_{r\to\infty} m - m_0 = A - m_0 = m_0(1 - am_0 / r_0) - m_0 = -\frac{am_0^{\ 2}}{r_0}$$

Wegen $|\mu_g| << m_0$ kann das positive Gegenstück zur Feldmasse nicht m_0 sein. Als positives Gegenstück $\mu_m = -\mu_g$ interpretiert Heim die Feldmasse des gravitativen Feldpotenzials $\vec{\mu}$ derart, dass die Symmetrie $\mu_m + \mu_g = 0$ zwischen dem Gravitations- und dem Mesofeldvektor existiert.

Da der Radikand in der Formel für m(r) nicht negativ werden darf: $1 - 4aA/r \geq 0$, muss es einen absolut kleinsten Radius κ geben, den m_0 erreichen kann:

$$\kappa = 4aA(\kappa) = 4am_0(1 - am_0 / \kappa)$$

Mit $m_0 = \frac{E_0}{c^2}$ und $E_0 = h\nu = hc/\lambda$, wobei λ die de Broglie-Wellenlänge, h das Wirkungsquant und ν die Frequenz sowie E_0 die Energie der Quellmasse bedeuten, ist

$$\lambda\kappa = \frac{4ah}{c}\left(1 - \frac{ah}{c\lambda\kappa}\right)$$

Im Grenzfall $\lim_{\lambda\to\infty} \lambda\kappa = \tau$ lautet die Lösung

$$\tau = 4B(1 - \frac{B}{\tau}), \qquad \text{mit} \qquad \mathrm{B} = \frac{ah}{c} = \frac{\gamma h}{c^3}$$

$$\tau^2 - 4B\tau + 4B^2 = 0,$$

$$(\tau - 2B) = 0 \ ,$$

$$\boxed{\tau = 2\frac{\gamma h}{c^3}}$$

Die Berücksichtigung des gravitativen Anteils der Feldmasse einer Partikel durch Heim führt somit zwanglos auf die Existenz einer kleinsten Fläche, die Heim „Metron" nennt, und damit zur Forderung der Verwendung einer diskreten anstelle der üblichen kontinuierlichen Geometrie. τ ist allerdings mit einem Wert von rd. $(10^{-35} cm)^2$ um 20 Größenordnungen geringer als die Größe von Elementarteilchen, so

dass in der Physik der Elementarteilchen nur in seltenen Fällen und eher in der Kosmologie mit der diskreten Flächengeometrie gerechnet werden muss.

Über die Energiedichten der elektrischen und gravitativen Felder lässt sich die elektrische Ladung durch die Feldmasse beschreiben.
Ausgehend von der elektrischen Feldenergie E_e

$$E_e = \pm \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

Es bedeuten ε_0 die Influenzkonstante und e die Elementarladung. Es ist

$$d E_e = dE = dmc^2 = \frac{\partial E_e}{\partial r} dr + \frac{\partial E_e}{\partial e} de,$$

$$dE_e = dE = dmc^2 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}(-\frac{e^2}{r^2} dr + \frac{2e}{r} de),$$

$$\pm br = -\frac{e^2}{r} \frac{dr}{dm} + 2e \frac{de}{dm}$$

Mit der Kürzung $b = 4\pi\varepsilon_0 c^2$. Aus A = m (1 - am/r) folgt

$$r = \frac{am^2}{m - A} \quad \text{und}$$

$$\pm br = -e^2 \left(\frac{1 - 2A/m}{m - A} \right) + 2e \frac{de}{dm} = ab \frac{m^2}{m - A}$$

Weitere Kürzungen:

$$P = \left(\frac{1 - 2A/m}{m - A} \right) \quad \text{und}$$

$$Q = ab \frac{m^2}{m - A} \quad \text{führen zu}$$

$$\pm br = e^2(-P) + 2e \frac{de}{dm} = Q$$

Und mit $y = e^2$ und $2e\, de/dm = de^2/dm$ zur Differenzialgleichung

$$dy/dm + y\, P(m) = Q(m),$$

deren Lösung aus

$$y = e^{-\int_{m_0}^{m} P dm} \left(\int_{m_0}^{m} Q e^{\int_{m_0}^{m} P dm} dm + y_h \right), \quad \text{mit } y_h = y_{h_0} e^{-\int P dm} \text{ und } y_{h_0} = e_0{}^2$$

$$y = \frac{a}{r_0} \frac{m^2}{m - a} \left(e_0{}^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0 (m - m_0) \right)$$

gewonnen wird.

Für die Elementarladung e ergibt sich:

$$e = \pm\frac{m}{c}\sqrt{\frac{r}{r_0(m-m_0)}}\left(e_0^2 \pm \frac{4\pi}{\mu_0} r_0(m-m_0)\right) \,, \quad \text{mit} \quad r = \frac{am^2}{m-A} \quad \text{schließlich}$$

$$\boxed{e = \pm\sqrt{\left\{\frac{r}{r_0}\left[\pm(br_0(m-m_0)-e_0^2\right]\right\}}}$$

Mit der Kürzung $ß = \dfrac{e_0^2}{4\pi\varepsilon_0 r_0} - m_0c^2 = const$

Wird daraus

$$e = \pm 2\sqrt{\pi\varepsilon_0 r(\beta + mc^2)}$$

Das elektrische Potenzial ist damit

$$\Phi_e = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0 r} = \pm\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{\pi\varepsilon_0 r}(\beta + mc^2)} \,,$$

und die elektrische Feldstärke ist

$$\mathbf{E}_0 = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} grad\left(\frac{e}{r}\right) = \pm\frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{\pi\varepsilon_0 r}(\beta + mc)} \times \left(\frac{c}{\varepsilon_0\pi\gamma} grad\phi_g + \frac{1}{\pi\varepsilon_0} grad\left(\frac{\beta}{r}\right)\right) =$$

$$= \pm\frac{\frac{c^2}{\gamma} grad\varphi_g + grad(\frac{\beta}{r})}{4\sqrt{\frac{\pi\varepsilon_0}{r}(\beta + mc^2)}} = \pm\left(\frac{c^2}{\gamma}\Gamma_i + grad(\frac{\beta}{r})\right) f(r) \,,$$

mit der Substitution

$$f(r) = \frac{1}{4\sqrt{\frac{\pi\varepsilon_0}{r}(\beta + mc^2)}} \,.$$

Mit der Gravitationsfeldstärke $\vec{\Gamma} = grad\vec{\varphi}_g = -(c^2/2)grad\sqrt{1-4aA/r}$
und der elektrischen Feldquelle $\rho = \varepsilon_0 divE_{0i}$ ergibt sich

$$\text{div } \mathbf{E}_0 = div\vec{E}_0 = \frac{\vec{\rho}}{\varepsilon_0} = div\left[f(r)\vec{\Gamma}\right] + a \text{ div [f(r) grad (ß/r)]}$$

$$\text{div } \mathbf{E}_0 = [\vec{\Gamma} + \text{a grad(ß/r)] grad f(r) + f(r) div } [\vec{\Gamma} + \text{a grad(ß/r)]}$$

Mit grad (ß/r) = 0 wird

$$\frac{1}{f} \equiv \frac{1}{f(r)} = \pm 4a\sqrt{\pi\varepsilon_0 c^2 m/r} = \pm\frac{4}{c}\sqrt{\pi\gamma\varepsilon_0}\sqrt{\varphi_g}$$

mit

$$\varphi_g = \gamma m / r = \frac{c^2}{2}(1 - \sqrt{1 - 4a\alpha / r})$$

folgt

$$\boxed{\text{div } \mathbf{E}_0 = \vec{\Gamma}\,\text{grad f} + \text{f div } \vec{\Gamma}}\ .$$

Wegen 2 e = e(m) folgt $e^2/r - bm = e^2{}_0 / r_0 - bm_0 = k$, und

$$e = \pm\sqrt{r(bm + k)}\ .$$

Für k= 0 ist

$$e = \frac{\sqrt{b}}{\gamma^2} r \sqrt{\varphi_g}$$

Die Ladungsdichte ist dann

$$\eta = \frac{de}{dV} = \frac{1}{4\pi r^2}\frac{de}{dr} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}(r\sqrt{\varphi_g})\,,$$

$$\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\left(\frac{1}{r^2}\sqrt{\varphi_g} + \frac{1}{2r}\frac{1}{\sqrt{\varphi_g}}\frac{d\varphi_g}{dr}\right)\,,$$

und mit den Kürzungen

$$\Phi = \sqrt{\varphi_g} \text{ und}$$

$$\Phi' = d\Phi / dr$$

folgt

$$\boxed{\eta = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2 r}\frac{1}{r^2}(\Phi + r\Phi')}$$

Die zeitliche Änderung der Kraftdichte $\vec{\xi} = \frac{d\eta}{dV} = \text{grad } \eta$ ist dann

$$\dot{\vec{\xi}} = \text{grad } \dot{\eta} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\frac{d}{dt} grad\left(\frac{1}{r^2}(\Phi + r\Phi')\right),$$

und da die Kraftdichte des elektromagnetischen Feldes gegeben ist durch

$$\dot{\vec{\xi}} = \frac{1}{2}\frac{d}{dt}(\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \mu_0 \mathbf{H}^2) = -\text{ div } (\mathbf{E}\times\mathbf{H})\,,$$

ergibt sich daraus die von Heim so genannte

Kontrabarische Gleichung:

$$\boxed{\dot{\vec{\xi}} = \text{grad div } (\mathbf{E}\times\mathbf{H}) = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\frac{d}{dt} grad\left(\frac{1}{r^2}(\Phi + r\Phi')\right)}$$

Und mit den Substitutionen

$$\mathbf{G} = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\frac{d}{dt}grad\left(\frac{1}{r^2}\Phi\right) ,$$

$$\Gamma = \frac{\sqrt{b}}{4\pi\gamma^2}\frac{d}{dt}grad(r\Phi') ,$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{E}\times\mathbf{H} \qquad \text{und}$$

$$\mathbf{K} = \text{grad div} = \text{rot rot} + \text{div grad}$$

$$\mathbf{K} = \text{rot rot} , \quad \text{wegen} \quad \text{div grad} (\mathbf{E}\times \mathbf{H}) = 0$$

hatte Heim in seinem ersten Aufsatz im „Flugkörper“ die kontrabarische Gleichung angegeben

$$\boxed{\mathbf{K} ; \mathbf{F} = \mathbf{G} + \Gamma}$$

Im 2. Aufsatz der Artikelserie stellte Heim „die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung“ vor, in der er den oben genannten Operator K = M nannte, aber dessen Gestalt wiederum verschwieg. Die Bedeutung von **F** als Strahlungsvektor $\mathbf{F} = (\mathbf{E}\times\mathbf{H})$ musste er nennen, um die approximierte Lösung der Gleichung etwas verständlich zu machen.

$$\boxed{\dot{\vec{\xi}} = \text{M}; (\mathbf{E}\times\mathbf{H})}$$

Mit Wissen um den Operator M = <u>M</u>; X = rot; rot sind die nachfolgenden Rechnungen für das Auftreten von Beschleunigungsfeldern, wenn einer entsprechenden Versuchsapparatur die Strahlung $\mathbf{F} = (\mathbf{E}\times\mathbf{H})$ zugeführt wird, nachvollziehbar. Die Lösung gilt nur, wenn in der kontrabarischen Gleichung die Substitution Γ vernachlässigt wird (nicht zu verwechseln mit dem Gravitationsfeldvektor $\vec{\Gamma}$).

Für den Zeitverlauf des kontrabarischen Effekts liefert die approximierte Lösung der kontrabarischen Gleichung im eingeschwungenen Zustand für das Beschleunigungsfeld b(x)

$$\text{b(x)} = C\left(e^{-x} - e^{\frac{x}{2}}(\cos x\sqrt{3} - \frac{1}{2}\sqrt{3}\sin x\sqrt{3})\right)$$

Darin sind $x = \sqrt[3]{\lambda'}$, $\lambda' = 2\pi\frac{rL}{m_0 V'}\varepsilon$,

L = L_T / ε , die eingespeiste Leistung, L_T = tatsächlich zur Transformation kommenden Leistung, ε = Wirkungsgrad des gesamten Transformatormodells, V‘ = Volumen derjenigen Transformatorelemente, in denen L_T zur Transformation kommt.

Dipl.-Phys. Burkhard Heim

Das Prinzip der Dynamischen Kontrabarie (II)

Der Kontrabarische Effekt

Bezeichnet $\overline{\xi} = \frac{d\overline{K}}{dV}$ die Dichte einer ponderomotorischen, also gravitativen Kraft $\overline{K}$ (V ist ein dreidimensionales Volumen), M die entsprechende Approximation des Operators K und $\overline{E}$ bzw. $\overline{H}$ den elektrischen bzw. magnetischen Feldvektor der zu $\overline{E} \times \overline{H}$ räumlich approximierten elektrischen Feldwirkung F, so gilt für die empirisch prüfbare Form der kontrabarischen Gleichung $\dot{\overline{\xi}} = M; \overline{E} \times \overline{H}$, wo immer die Spaltung des kontrabarischen Mesofeldoperators $M = \underline{M}; X$ in zwei Operatoren möglich ist, deren Kommutator $\overline{(\underline{M} \times X)}_- = O$ mit dem Nulloperator identisch ist, so daß $\dot{\overline{\xi}} = \overline{X}; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})$ geschrieben werden kann. Ist $d\overline{F}$ ein Flächenelement der als kontrabarisches Transformatormodell arbeitenden Versuchsanordnung (es handelt sich dabei um diejenige analytische Raumfläche, in der sich der Transformationsprozeß abspielt) und ist $d\overline{\sigma}$ das Linienelement einer in dieser Fläche liegenden geschlossenen Kurve, die den Flächenmittelpunkt umschließt, so gilt für X eine dem Rotor formal analoge Eigenschaft $\int X; ()\, d\overline{F} = -\oint \Omega; ()\, d\overline{\sigma}$, wo Ω ein aus X entstehender neuer Operator ist, der auf $\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H}$ so einwirkt, daß

$$/\Omega; (\underline{M}; \overline{\overline{E} \times \overline{H}})/ = \dot{\eta}_T$$

die tatsächlich zur kontrabarischen Transformation kommende elektromagnetische Leistungsdichte $\dot{\eta}_T$ ist. Ist $d\overline{s}$ ein zu $d\overline{F}$ normales Wegelement, so gilt $dV = d\overline{F}\, d\overline{s}$ und die Volumenintegration von $X; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})$ wird gemäß

$$\dot{\overline{K}} = \int X; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})\, dV =$$

$$\int d\overline{s} \int X; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})\, d\overline{F} = -\int d\overline{s} \oint \Omega; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})\, d\overline{\sigma}$$

möglich. Ist weiter $\overline{b}$ eine Beschleunigung und m_0 die Ruhemasse der Versuchsanordnung, so gilt $\overline{K} = m_0\, \overline{b}$ und $\sphericalangle (\overline{K}, d\overline{s}) = O$, also $\dot{K} = -\int ds \oint \Omega; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})\, d\overline{\sigma}$.

Wird die als kontrabarisches Transformatormodell ausgeführte Versuchsanordnung so konstruiert, daß die zur Transformation kommende Strahlung $\overline{E} \times \overline{H}$ von außen zugeführt wird, dann bleibt $m_0 = const$. Auch sei auf Grund der Konstruktion $\sphericalangle (\Omega; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H}), d\overline{\sigma}) = O$, also $d\overline{\sigma}$ das Element eines in der ebenen Transformatorfläche $\overline{F}$ liegenden Kegelschnittes, der im einfachsten Fall der Konstruktion als ein Kreis vom Radius r angenommen werden kann, und schließlich seien $/\Omega; (\underline{M}; \overline{E} \times \overline{H})/ = \dot{\eta}_T$ und σ voneinander unabhängig. Genügt die Konstruktion der Versuchsanordnung diesen Forderungen, so gilt $\ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int ds$. Da $r = const$ in der Konstruktion festgelegt werden kann, liefert die totale Zeitdifferentiation das Gesetz

$$\ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0} \dot{\eta}_T \int b\, dt, \text{ weil } \frac{ds}{dt} = \int b\, dt \text{ ist.}$$

Das Volumen V' derjenigen Transformatorelemente, in denen die Leistung L_T zur Transformation kommt, ist ebenfalls bei der Konstruktion festlegbar und während der Funktion der Anordnung nicht mehr variierbar, also $V' = const$ hinsichtlich der Zeit t. Auch kann immer

$$\dot{\eta}_T = \frac{dL_T}{dV'} = \frac{L_T}{V'}, \text{ also } \ddot{b} = -2\pi \frac{r}{m_0 V'} L_T \int b\, dt \text{ erreicht}$$

werden. Ist L die verfügbare eingestrahlte Leistung, so ist stets $L_T < L$, da es zu unvermeidlichen Verlusten kommt. Zunächst wird von L nur ein Anteil L_K tatsächlich in den Trans-

164 Flugkörper 1959, Heft 6

Auszug aus der Zeitschrift „Flugkörper“ von 1959.

Unklar blieb dabei, wie die Konstruktion eines „Kontrabators“ aussehen sollte.

Wenn man weiß, dass der Operator M eine doppelte Rotation ist, dann ist deutlich, dass er - angewendet auf den Strahlungsvektor - verlangt, diesen in eine Kreisbahn zu zwingen und durch nochmalige Anwendung diese Kreisringe in einen größeren zweiten Kreis anzuordnen.

Die kontrabarische Gleichung ist noch zu verfeinern durch einen Operator Y, der den Strahlungsvektor nach der Rotation zum Verschwinden bringt. Dann ist

$$\dot{\xi} = \text{rot rot } (Y; \mathbf{E} \times \mathbf{H})$$

Der Operator Y wirkt als Anteil des approximierten kontrabarischen Operators so ein, dass $Y; \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ keine elektromagnetischen Bestimmungsstücke mehr enthält. Ist $\vec{\Phi} = \sum_{k=1}^{4} \vec{\Phi}_k$ das raumzeitliche Vektorpotenzial von $\mathbf{E} \times \mathbf{H}$, so muss dies nach dem Induktionsgesetz der Wellengleichung $\text{div}_4 \text{grad}_4 \vec{\Phi} = 0$ genügen. Wegen der Wellenei-

genschaften von $\vec{\Phi}$ kann Y nur dann ein Verschwinden der Bestimmungsstücke von $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ bewirken, wenn es zu einer totalen Interferenz der Welle kommt.

Wegen der Kommutatorbeziehung $(\text{rot}\times Y)_- = 0$ kann rot (Y; $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$) = Y (rot $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$) erreicht werden, und der sich geradlinig ausbreitende Strahlungsvektor muss in einen Feldvektor gezwungen werden. Der von $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ durchlaufende Weg muss geschlossen sein. Y rot fordert weiter, dass es bei der Rotorbewegung von $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ zur totalen Interferenz der Welle $\text{div}_4\,\text{grad}_4\,\vec{\Phi} = 0$ kommt. Im einfachsten Fall ist die von dem geschlossenen Weg umschlossene Fläche eine Ebene normal zur geschlossenen Kurve, die ein Kreis vom Radius $\underline{r}$ sein kann. Zur totalen Interferenz kommt es, wenn für den Kreisumfang bei ungradzahligem n > 0 die Beziehung $2\pi\underline{r} = \frac{n}{2}\lambda$ gilt, wenn λ die Wellenlänge von $\text{div}_4\,\text{grad}_4\,\vec{\Phi} = 0$ ist. Aus $\dot{\vec{\xi}} = \text{rot rot}\,(Y;\mathbf{E}\times\mathbf{H})$ kann die Vorschrift rot Y = Y; rot erfüllt werden, wenn der Weg von $\mathbf{E}\times\mathbf{H}$ in einen Kreis vom Radius $\underline{r}$ $= \frac{n}{4\pi}\lambda$ gezwungen wird.

Wenn das erfolgt, muss $\vec{\mu} = rot(Y;\vec{E}\times\vec{H})$ den Wirbelvektor normal zur Kreisebene bilden. Dieser Vektor ist weder elektromagnetischer noch mechanischer Natur und stellt den koppelnden Mesofeldvektor dar. Wegen $\dot{\vec{\xi}} = rot\vec{\mu}$ muss es zu einer mechanischen Kraftdichteänderung $\dot{\vec{\xi}}$ in Form einer ponderomotorisch wirkenden gravitativen Feldasymmetrie kommen, wenn es gelingt, auch noch $\vec{\mu}$ in einen Feldvektor zu zwingen. Das wird möglich, wenn die Kreisebenen $\underline{r}$ so zusammengestellt werden, dass ihre Mittelpunkte auf der Peripherie eines noch zu bestimmenden Kreises liegen, so dass $\vec{\mu}$ in Richtung der jeweiligen Tangente verläuft. Zwar wird $rot\vec{\mu}$ nicht exakt erreicht, wohl aber durch einen Polygonzug approximiert.

$\dot{\vec{\xi}} = rot\vec{\mu}$ muss dann als ponderomotorischer Kraftdichtevektor normal zur Ebene des Kreises verlaufen.

In einem Kontrabator muss also durch eine materielle Struktur eine elektromagnetische Welle in eine geschlossene Kreisbewegung versetzt werden, die sich dann auflösen muss. Solche Strukturen müssen wiederum so angeordnet werden, das sie einen Ring bilden. Außerdem sollte die Strahlung eine hohe Frequenz besitzen, damit die Wirkung möglichst groß wird. Als materielle Struktur sollten dafür speziell gezüchtete Kristalle und als Strahlung monochromatisches Licht verwendet werden.

Im Juni 1955 ließ Heim dazu in sein Arbeitsheft schreiben:

„Ein Experimentieren mit den mikroskopischen Wellen des sichtbaren Spektralbereiches würde weitgehende physikochemische, sowie praktisch chemische Untersuchungen über zuvor quantenmechanisch theoretisch entwickelte zyklische Polymere vor-

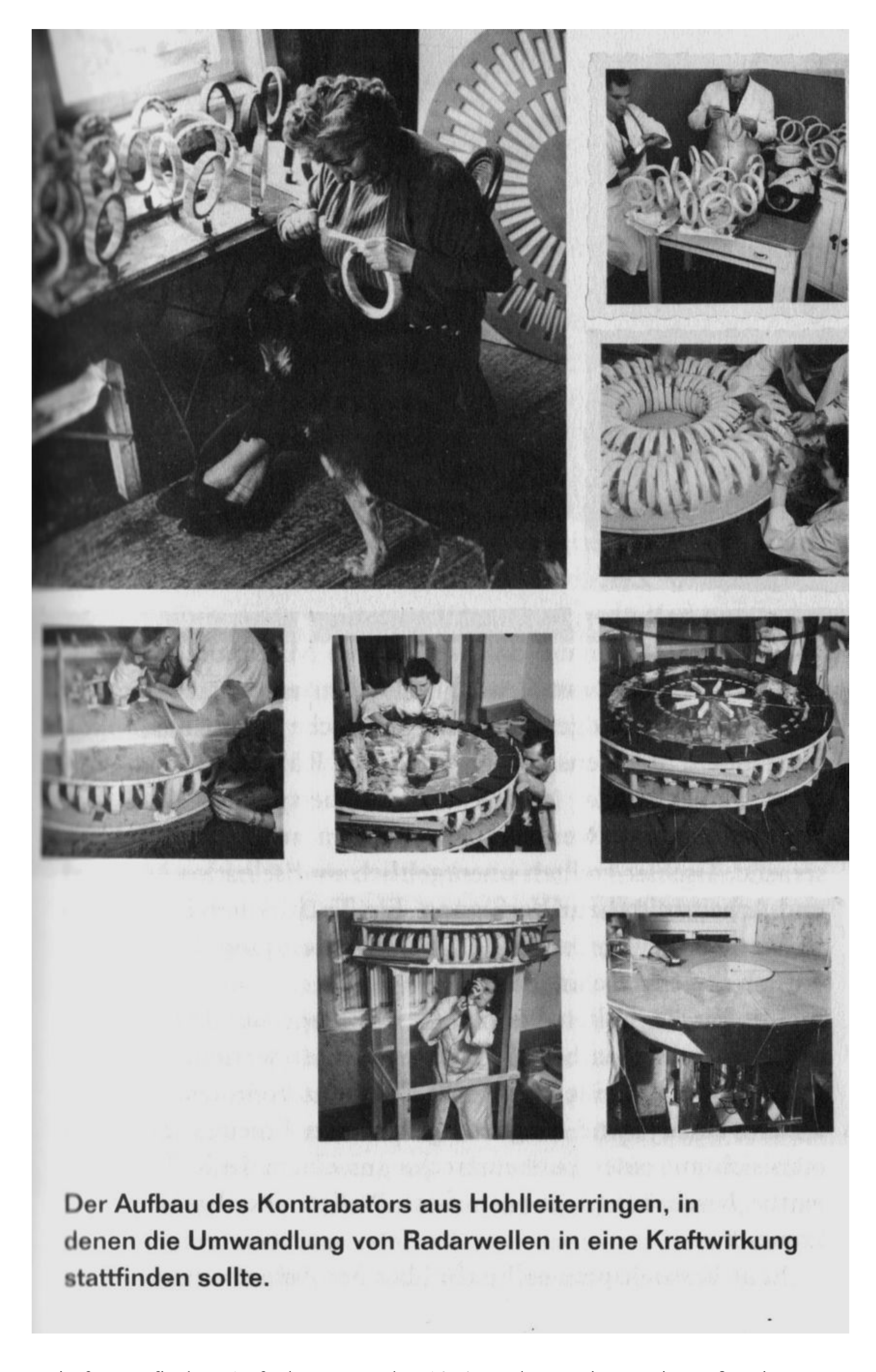
aussetzen. Außerdem müssten weitgehende chemisch analytische und synthetische Versuchsreihen über diese Substrate und elektromagnetische Polarisationsuntersuchungen ihrer Schmelzen durchgeführt werden, ehe die zentralen Fundamentalexperimente zum Nachweis des Kontrabarischen Effektes angestellt werden können. […]

Eine Versuchsanordnung, welche die so beschriebenen Bedingungen für eine makroskopische elektromagnetische Welle λ *erfüllt, ist ein für qualitative Untersuchungen ausreichendes aber für quantitative Messungen improvisiertes makroskopisches Modell einer Kristallstruktur, welche in optimaler Weise die Bedingung des approximierten kontrabarischen Mesofeldoperators erfüllt. Bei der Versuchsanordnung handelt es sich also um ein kontrabarisches Transformatormodell.* […]

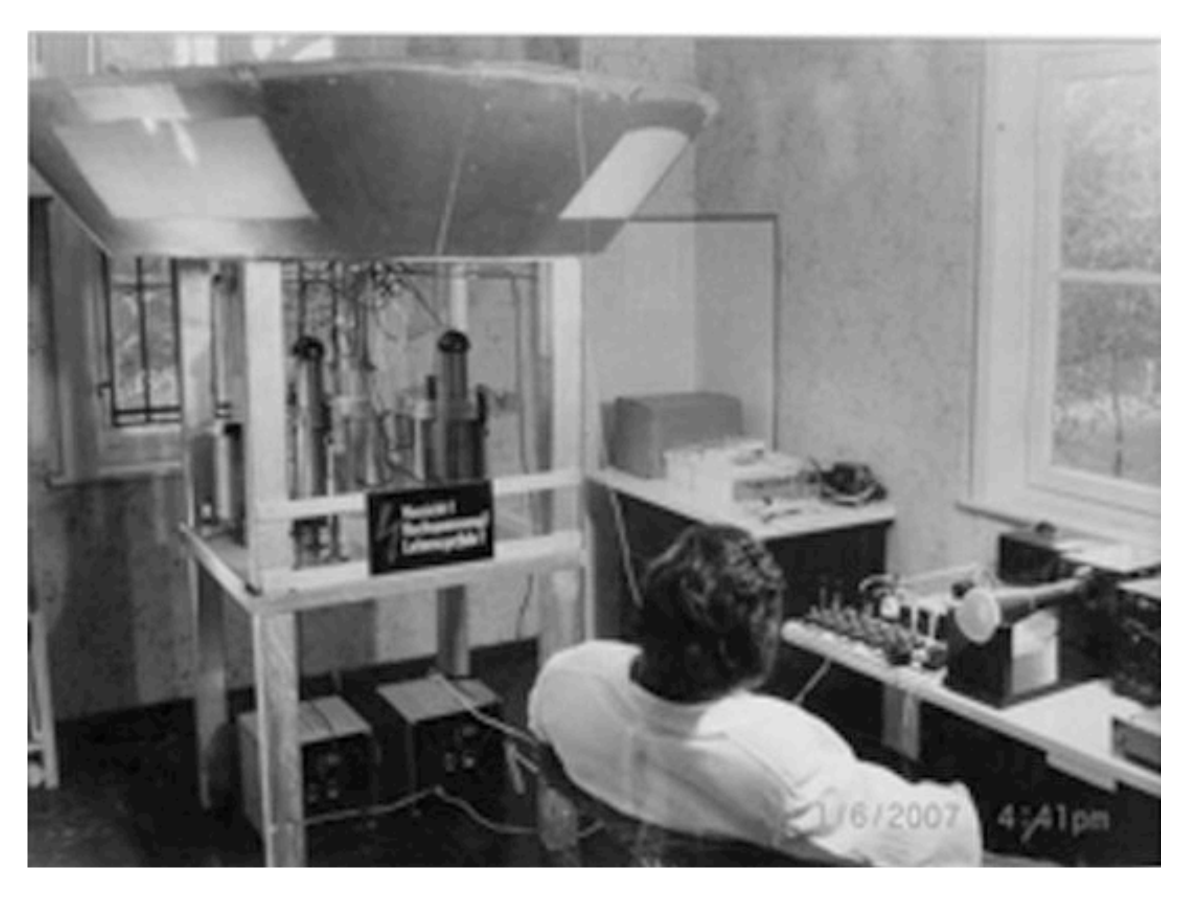
Aus diesem Grunde erscheint es zweckmäßig mit einer makroskopischen Zentimeterwelle hinreichender Intensität zu arbeiten, wie sie mit einem leistungsfähigen Magnetron gesendet werden kann. Die molekularen Verhältnisse wären dann modellhaft nachzubilden. Die gesendeten Zentimeterwelle λ *ist dann zur Realisation von* $\vec{\mu} = rot(Y; \vec{E} \times \vec{H})$ *in einen Hohlleiterring optimaler Bündelung gerichtet einzukoppeln, so dass die Welle in nur einer Richtung fortschreitet und der betreffende Hohlleiterring zum zyklischen Pseudoresonator (ZP) wird, in welchem gegenläufige Reflexionen weitgehend ausgeschaltet sind. Die Innenfläche eines solchen ZP hat also aus einem hochpolierten, von Reflexionsstellen möglichst freiem Material optimaler elektrischer Leitfähigkeit zu bestehen, doch muss, wegen der magnetischen Strahlungskomponente, auch die magnetische Permeabilität minimal sein.* […]*“*

Aus Kostengründen versuchte Heim Hohlleiterringe selbst zu konstruieren. Seine Verwandten und Freunde führten nach seinen Anweisungen die entsprechenden Arbeiten aus. Mit den rd. 17 cm großen Ringen fuhr Heim ständig zur Göttinger Universität, um dort die Leitfähigkeit der fertiggestellten Hohlleiter für Radarwellen testen zu lassen. Entgegen Heims Erwartungen erwiesen sich jedoch die Wirkungsgrade der verschiedenen Elemente und die Intensität der eingespeisten Strahlung als viel zu gering, um die erwarteten schwachen akustischen Schwingungen mit den empfindlichsten Seismometern registrieren zu können.

Zunächst versuchte Heim Gelder aufzutreiben, um Mitarbeiter finanzieren zu können, die ihm bei der Herstellung besserer Apparaturen helfen sollten. Das gelang ihm nicht. Die Verwendung von cm-Wellen gab er bald auf und konzentrierte sich darauf, geeignete Kristalle mit zyklischen Polymeren zu berechnen. Aber für Experimente fehlten ihm wiederum Mitarbeiter, die er nach der Publikation seiner Bücher anzuwerben hoffte, weil er glaubte, dass ihm große Firmen für die Experimente Spenden zukommen lassen würden. Auch diese Hoffnung erfüllte sich ihm nicht.



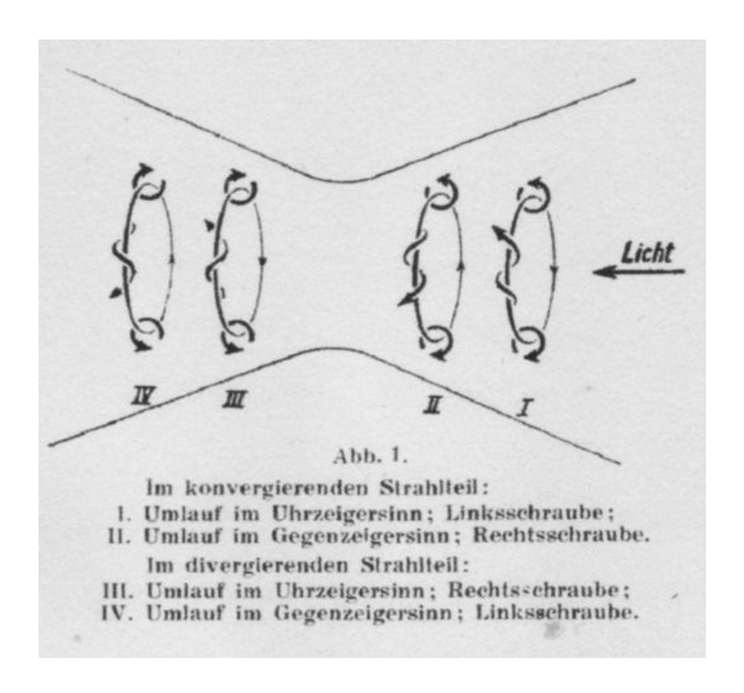
Die fotografischen Aufnahmen aus den 1950er Jahren zeigen, wie große Ringe aus kleinen Hohlleiterringen in Handarbeit hergestellt wurden. (von Ludwiger 2010)

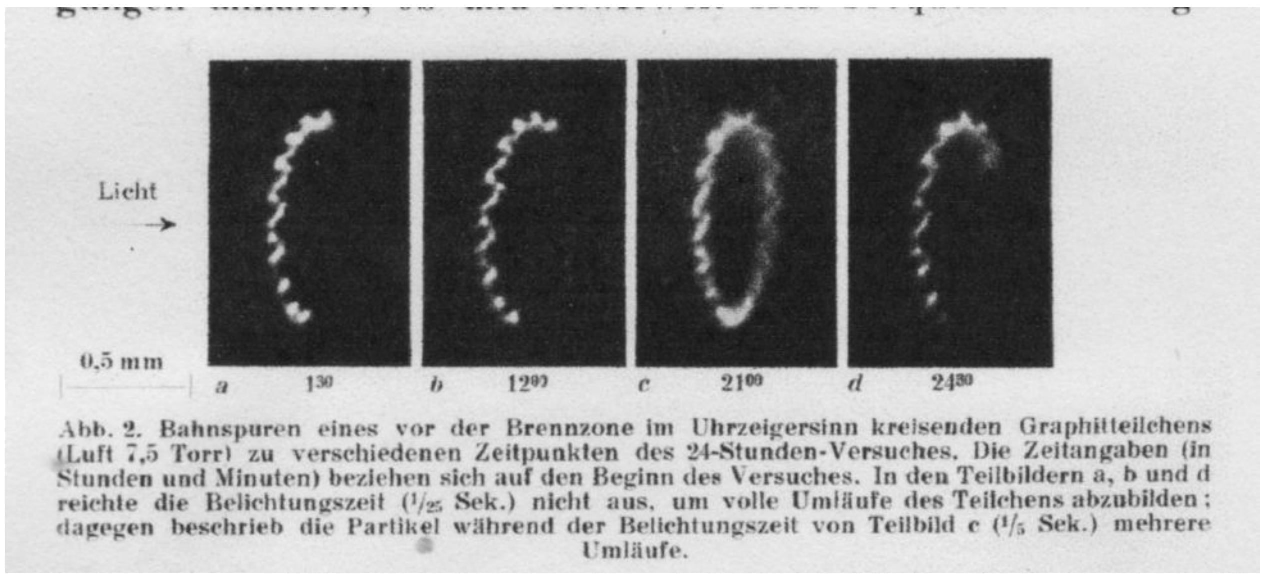


Burkhard Heim vor dem Kontrabator 1957 in seiner Wohnung in Northeim.

Bis heute ist nicht bestätigt, dass es den kontrabarischen Effekt nicht gibt, genauso wenig, wie noch das „Rotationsexperiment" aussteht, mit dem ein Zusammenhang zwischen Gravitation und Magnetismus im Labor nachgewiesen werden könnte. Die Experimente wurden einfach noch nicht durchgeführt, weil viele Physiker deren Wichtigkeit nicht erkennen. Denn sie gehen alle davon aus, dass sich – wegen der hervorragenden Bestätigung der Einsteinschen Gravitationstheorie – keine Gravitationsfelder künstlich erzeugen lassen. (Beobachtungen von Objekten am Himmel, die sich ganz offensichtlich in künstlichen Gravitationsfeldern bewegen, nimmt man natürlich nicht zur Kenntnis, „weil es für solche Sichtungen keine theoretische Grundlage gibt".)

Der kontrabarische Effekt kommt wegen der komplizierten Strukturbedingungen in der Natur nicht vor. Doch ein auf diesem zu beruhendes Phänomen scheint die Photophorese zu sein. Im Vakuum (bei etwa 10 Torr) halten sich Staubkörner in einem konvergierenden Lichtstrahl in der Schwebe, die wahrscheinlich eine spezielle kristalline Struktur besitzen. Die Teilchen – bevorzugt Graphitteilchen – beschreiben kleine kreisende und Rosetten-Flugbahnen und lassen sich, im Gegensatz zu Bewegungen durch Photometereffekte durch Störungen nicht von ihren Bahnen im Lichtstrahl ablenken. Die Kreise sind auch noch nach 24 Stunden stabil, was Radiometereffekte durch Ausgasen ausschließt. Burkhard Heim erklärte dem Autor, dass er dieses Phänomen zu gegebener Zeit theoretisch erklären wollte.





Aufnahmen von Experimenten aus dem Jahr 1951. (E. Sehen und K.V. Desoyer 1952)

Der kontrabarische Effekt wurde möglicherweise zufällig bei Experimenten der Physikerin Ning Li entdeckt, die heute am Forschungsinstitut Jülich, im Institut für Kernphysik arbeitet. Als sie noch in den USA beschäftigt war, soll sie - wie Gerüchte sagen - bei der Bestrahlung von Kristallen mit Laserlicht ponderomotorische Kräfte registriert haben.

Nachdem sich die angeblichen Effekte von Gewichtserleichterungen über rotierenden superleitenden Scheiben im Magnetfeld (Podkledno) und Gewichtsreduzierungen in Kondensatoren, die mit Hochspannung aufgeladen wurden (Townsend T. Brown), als Fehlinterpretationen erwiesen haben, bleiben die von Heim vorgeschlagenen Experimente zur Erzeugung von künstlichen Beschleunigungsfeldern, nach Millis und Davis (2003) nach wie vor erfolgversprechend.

Literatur

Arnowitt, R., S. Deser und C. W. Misner, 1962: „The Dynamics of General Relativity", in *Gravitation - an Introduction to current Research*, Hrsg.: Louis Witten, S. 227-265; New York: J. Wiley & Sons

Auerbach, H.-Th., A. Harasim, W. Kroy und I. von Ludwiger, 1985: „Laboratory Experiment for Testing the Gravito-Magnetic Hypothesis with Squid-Magnetometers", in *Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications*; Berlin: Springer

Heim, B., 1959: „Das Prinzip der dynamischen Kontrabarie", in *Flugkörper*, Heft 4, S. 100-102; Heft 2, S.164-166; Heft 7, S.219-221; Heft 8, S.244-247

Heim, B., 1980/1989: *Elementarstrukturen der Materie*, Band I; Innsbruck: Resch

Heim, B., 1983: *Elementarstrukturen der Materie*, Band II; Innsbruck: Resch

Ludwiger, I. von, 2010: *Burkhard Heim - Das Leben eines vergessenen Genies*; Berlin: Scorpio

Millis, M. C. und E. W. Davis (Hrsg.), 2003: „Frontiers of Propulsion Science", in *Progress in Astronautics and Aeronautics,* Vol. 227; Reston, Virginia: AIAA

Sehen, E. und K. V. Desoyer, 1952: „Weitere Untersuchungen an Partikeln, die unter dem Einfluss des Lichtes bei Gasdrucken um 10 Torr kreisen", in *Acta Physica Austriaca*, Bd. V, Heft 4, S. 435-439

www.heim-theory.com mit der Herleitung der Massenformel und dem Buch *The New Worldview of the Physicist Burkhard Heim*

Vorwort zu den Aufsätzen über Solitonen und zur Theorie über Kugelblitze

Dipl.-Phys. Illobrand von Ludwiger

Zu Beginn der 1990er Jahre hatte uns Prof. Auerbach mehrere Artikel zur Publikation in unseren MUFON-CES-Berichten überlassen, unter denen der wichtigste eine Arbeit über „Antigravitation“ gewesen ist. Im Jahre 1993 haben wir diesen sehr anspruchsvollen und nur für Physiker verständlichen Artikel in unserem MUFON-CES-Bericht Nr. 11 in englischer Sprache gebracht. Die Artikel über Solitonen und Kugelblitze wollten wir später veröffentlichen.

Grund für die Verzögerung war auch, dass sich die Arbeit über eine neue Kugelblitztheorie noch in einem unfertigen Zustand befindet, da die Formeln nicht programmiert und durchgerechnet worden sind. Das hätte allerdings einen erheblichen Aufwand erfordert. Auerbach meinte: *„Das wäre fast eine Doktorarbeit.“* (Auerbach 2013). Daher hielten wir die Publikation noch zurück. Der Physiker Prof. Schmitter aus unserer Gesellschaft wollte, sofern es ihm die Zeit ermöglicht hätte, die Programmierung übernehmen. Leider ist Prof. Schmitter nicht mehr dazu gekommen und inzwischen verstorben.

Der theoretische Physiker F. meinte nach Durchsicht des Manuskriptes sogar, dass *„die theoretische Bearbeitung dieses Modells eine Forschergruppe wahrscheinlich bis zu einer Dekade auf Trab halten“* könnte.

Im Internet ist bis heute kein ebenso gründlich durchdachtes Modell für Kugelblitze zu finden, so dass wir uns entschlossen haben, trotz des Alters der Arbeit und ihrer Unabgeschlossenheit, sie zu veröffentlichen. Niemand kann erwarten, dass eine derart umfangreiche Untersuchung unbezahlt außerhalb des Institutsbetriebes in Privatarbeit geleistet werden müsse.

Dass die Rechnungen noch nicht durchgeführt worden sind, spräche nicht gegen eine Veröffentlichung, *„denn nach meinem Dafürhalten“*, meinte F., *„handelt es sich um ein gut ausgearbeitetes und begründetes Modell“* und *„ich muss sagen, dass ich von seiner Arbeit außerordentlich begeistert bin, sein physikalisches Verständnis der plasmaphysikalischen Vorgänge und ihre theoretische Behandlung ist schlichtweg beeindruckend.“* (F. 2013)

Die Appendices 3 bis 6 sind fortgelassen, weil sie Rechnungen enthalten, die in ähnlicher Weise bereits in den Apendices 1 und 2 enthalten sind und den Umfang des Artikels ungerechtfertigter Weise aufblähen würden.

Professor Auerbach weist noch auf folgende Einschränkung seines Artikels hin:

„Weitere Faktoren, die im Bericht nicht erwähnt werden, sind Anfangsbedingung, Randbedingung und Quelle der Energie für die lange Lebensdauer. Als Anfangsverteilung würde man sicher ein voll ionisiertes, kugelförmiges Luftvolumen bei hoher Temperatur wählen. Radius und Temperatur sind freie Variablen. Eine Randbedingung gibt es in der Natur nicht. Der Radius, an dem die nichtlineare Welle evtl. reflektiert wird, muss, wenn sie überhaupt existiert, vom Kugelblitz selber bestimmt werden. Die Transportgleichung ist nichtlinear, weil die Teilchen miteinander kollidieren, aber wie stark nichtlinear, muss die Rechnung ergeben. Da sich der Kugelblitz bewegt, nimmt er immer neue Luftvolumen in sich auf und ersetzt somit laufend die Quelle der Energie, die ihm durch Abstrahlung verloren geht.

Als Anfangsgeschwindigkeit kann man zwei thermische Temperaturen wählen, eine für schwere Teilchen und eine für Elektronen. Da das Ganze aber sowieso nur numerisch zu bewältigen ist, kann man auch diskrete Temperaturwerte entlang einer ungefähren Temperaturkurve einsetzen und iterieren, ähnlich wie in der Reaktortheorie. Die ganze Rechnung passt ohnehin nur auf einen großen Computer. [...]*“* (Auerbach 2013)

In der Theorie wird der Versuch unternommen, das Kugelblitzphänomen im Rahmen der Maxwellschen Elektrodynamik zu erklären. Dazu wird eine selbstkonsistente Lösung der konstituierenden Gleichungen der Materie und der Maxwellgleichungen gesucht, wobei Auerbach das Materiesystem kinetisch beschreibt (Botzmann - Gleichung). Weil er die Lösung als eine Soliton-Lösung klassifiziert, stellen wir dem Kugelblitz-Aufsatz noch einen über Solitonen als ersten Teil voran, den Auerbach 1989 verfasst hat.

Auerbach, H.-Th., 2013: Brief vom 8.07.2013 an I. von Ludwiger
F., 2013: Brief vom 20.06.2013 an I. von Ludwiger

Solitontheorie und Anwendungsbeispiele

Prof. em. Dr. rer. nat. H.-Th. Auerbach

Einleitung

Die erste Beobachtung eines Solitons wurde 1834 von John Scott Russel gemacht und 1844 von ihm veröffentlicht (1). Im August 1834 sah er, wie sich eine 50 cm hohe einzelne Welle vom Bug eines Bootes löste und mit einer Geschwindigkeit von rund 14 km/h ohne ihre Form zu ändern den Union Kanal bei Edinburgh entlang lief. In den 10 Jahren zwischen seiner Beobachtung und seinem Bericht beschäftigte er sich eingehend, und auch erfolgreich, mit dem Problem der "Langen Welle", wie er sie nannte.

Die moderne Forschung auf dem Gebiet der Solitonen begann 1965 mit einer Arbeit von Zabusky und Kruskal (2), die als erste den Ausdruck "Soliton" verwendeten, und vor allem mit der Entdeckung von Gardner, Greene, Kruskal und Miura (3), daß Solitonen durch einfache analytische Ausdrücke dargestellt werden können.

Seither ist die Forschung ungefähr exponentiell gewachsen (4), so daß heute bereits mehrere tausend Artikel über Solitonen publiziert sind. Anfänglich waren sie zur Hauptsache mathematischer Natur, aber bald stellte sich heraus, daß Solitonen fast in allen Bereichen der Naturforschung auftreten können. Dies führte zu einer beträchtlichen Zunahme der veröffentlichten Arbeiten. Die Fülle der Publikationen ist so groß, daß eine kurze Abhandlung wie die vorliegende nur einen oberflächlichen Einblick in die Problematik der Solitonen geben kann. Für ein vertieftes Studium kann die Bücherliste am Ende dieses Berichts konsultiert werden.

1. Die Solitongleichungen

Solitonen sind Einzelwellen, wie der Name bereits andeutet. Ein typisches Soliton mit der Formel,

$$u = \frac{18}{\cosh^2 \frac{\sqrt{6}}{2}(x-6t)} \qquad (1.1)$$

ist in Abb. 1 dargestellt. Es bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit von links nach rechts ohne dabei seine Form zu ändern. Diese Formstabilität ist wohl die wichtigste Eigenschaft von Solitonen. Abbildung 2 zeigt ein zweites Soliton mit der Formel

$$u = 4\tan^{-1}\left(e^{\frac{x-0{,}9t}{\sqrt{0.19}}}\right), \qquad (1.2)$$

das zwar anders geformt ist als das erste, aber die gleichen charakteristischen Eigenschaften besitzt. Seine Geschwindigkeit ist konstant und seine Form bleibt unverändert.

Mathematisch gesehen sind Solitonen verhältnismäßig einfache analytische Lösungen bestimmter nichtlinearer partieller Differentialgleichungen. Einige der wichtigsten unter ihnen sind in den Gleichungen (1.3a)-(1.3g) angegeben,

$u_t + u u_x + u_{xxx} = 0$ Korteweg - de Vries ("KdV-Gleichung") (1.3a)

$u_{tt} - u_{xx} + \sin u = 0$ sine-Gordon Gleichung (1.3b)

$i u_t + u_{xx} + |u|^2 u = 0$ nichtlineare Schrödinger Gleichung (1.3c)

$u_{xx} - u_{tt} - (u^2)_{xx} + \frac{1}{3} u_{xxxx} = 0$ Boussinesq Gleichung (1.3d)

$u_t + u u_x - \nu u_{xx} = 0$ Burgers Gleichung (1.3e)

$u_t + u_{yy} + 6(u u_x)_x + u_{xxxx} = 0$ Kadomtsev-Petviashvili Gl. (1.3f)

$\frac{d^2}{dt^2} \ln[1 + V_n(t)] = V_{n+1}(t) + V_{n-1}(t) - 2 V_n(t)$ Toda-Gitter Gleichung (1.3g)

mit der Konvention,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = u_t$$
$$\frac{\partial u}{\partial x} = u_x \quad . \qquad (1.4)$$

Jede der oben angeführten Gleichungen hat einen nichtlinearen Term. In allen Gleichungen wird die abhängige Variable u genannt. Das bedeutet aber keineswegs, daß u in allen Gleichungen dieselbe physikalische Größe darstellt. Die Funktion u hat meistens die Bedeutung einer Amplitude, z.B. einer Oberflächenwelle im Wasser, oder einer Welle des elektrischen Feldes. u kann aber auch eine Teilchendichte, eine Geschwindigkeit, oder eine andere Größe charakterisieren.

Gleichung (1.3a) wurde bereits 1895 im Zusammenhang mit Wasserwellen von Korteweg und de Vries abgeleitet. Es ist die Gleichung, die 72 Jahre später von Gardner und seinen Mitarbeitern analytisch

gelöst wurde. Das in Abb. 1 dargestellte Soliton ist eine Lösung dieser Gleichung, während das Soliton in Abb. 2 eine Lösung der sine-Gordon Gleichung ist. Auf Gl. (1.3c) wird im 5. Kapitel im Zusammenhang mit der Datenübertragung näher eingegangen. Die meisten Solitongleichungen sind eindimensional im Ort. Als seltene Ausnahme stellt Gl. (1.3f) eine exakt lösbare 2-dimensionale Gleichung dar. Gleichung (1.3g) schließlich beschreibt eine Relation, die diskret im Ort und analytisch in der Zeit ist.

Außer den Gleichungen (1.3a)-(1.3g) gibt es noch andere, die zum Teil mit den dargestellten verwandt sind. Anwendung in der Physik finden Solitonen auf den Gebieten der Wasserwellen, Plasmawellen, Atmosphärenphysik, Datenübertragung, Festkörperphysik, Supraleitung, Ferromagnetismus, Quantenfeldtheorie, statistische Mechanik, und anderen mehr.

2. Die Eigenschaften der Solitonen

Nicht jede nichtlineare partielle Differentialgleichung hat Solitonlösungen. Es existieren strenge mathematische Kriterien, die eine Lösung erfüllen muß, bevor sie sich Soliton nennen darf. Der Physiker ist in dieser Beziehung großzügiger und nennt alles Soliton was ungefähr wie Abb. 1 aussieht und seine Form nicht allzustark ändert.

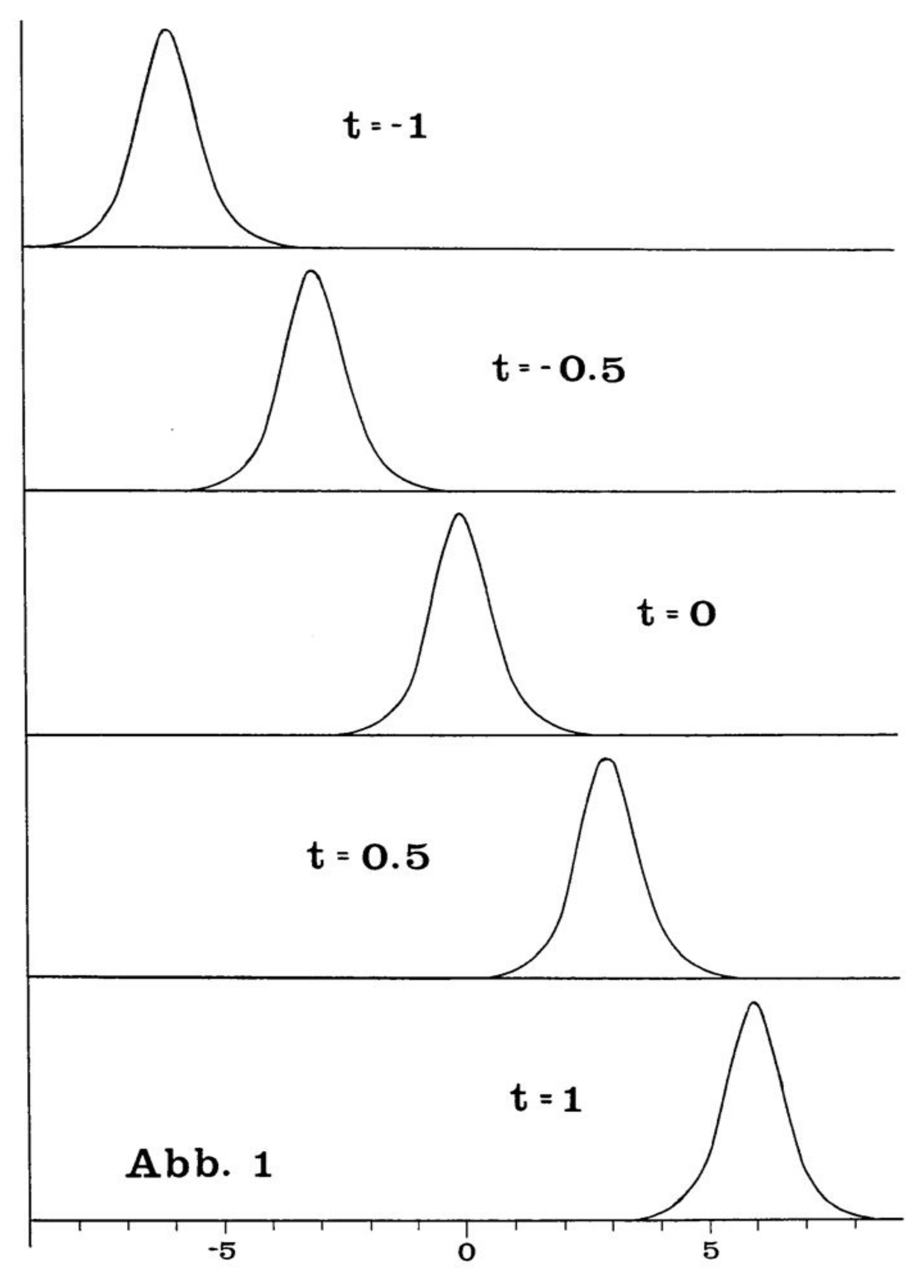


Abb. 1

Zu den strengen Kriterien gehören folgende Eigenschaften:

2.1. Alle Ableitungen der Lösung nach x müssen im Unendlichen verschwinden,

$$u_x\,,\; u_{xx}\,,\; \cdots \longrightarrow 0 \quad \text{für} \quad x \longrightarrow \pm\infty\,. \tag{2.1.1}$$

Die Funktion u selber muß zumindest beschränkt bleiben. Das Soliton in Abb. 1 erfüllt Bedingung (2.1.1) und $u=0$ für $x=\pm\infty$. Im Fall von Abb. 2 ist Gl. (2.1.1) ebenfalls erfüllt, aber $u\to 2\pi$ für $x\to+\infty$.

2.2. Solitonen müssen formstabil sein. Diese Tatsache ist schon mehrmals erwähnt worden, es ist aber aufschlußreich zu untersuchen, auf welche Weise die Formstabilität zustande kommt.

Als Illustration dient die KdV-Gleichung,

$$u_t + u\,u_x + u_{xxx} = 0 \tag{2.2.2}$$

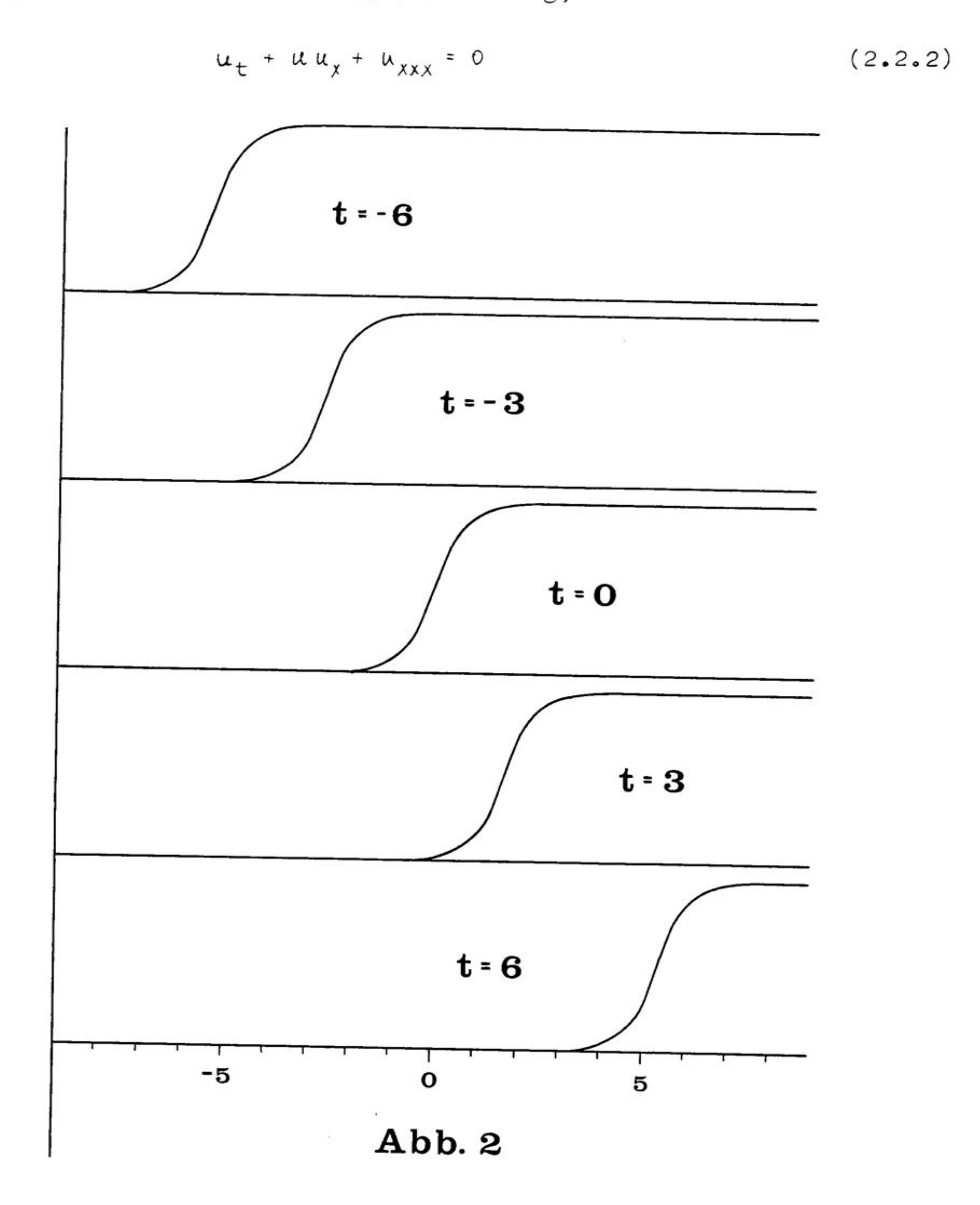


Abb. 2

(vergl. Gl. (1.3a)). Ihre Einzelsolitonlösung ist (vergl. Gl. (1.1)),

$$u(x,t) = \frac{3c}{\cosh^2 \frac{\sqrt{c}}{2}(x-ct)} \quad . \tag{2.2.3}$$

Die Konstante c ist die Geschwindigkeit des Solitons.

Wenn der nichtlineare Term in Gl. (2.2.2.) weggelassen wird, entsteht die Gleichung,

$$u_t + u_{xxx} = 0. \tag{2.2.4}$$

Lösungen dieser Gleichung sind nicht formstabil. Betrachtet man eine einzelne Fourierkomponente,

$$u = e^{i(kx+wt)} \tag{2.2.5}$$

und setzt sie in Gl. (2.2.4) ein, so ergibt sich die Dispersionsrelation

$$k^3 - \omega = 0 \tag{2.2.6}$$

mit der Phasengeschwindigkeit,

$$\frac{\omega}{k} = k^2 . \tag{2.2.7}$$

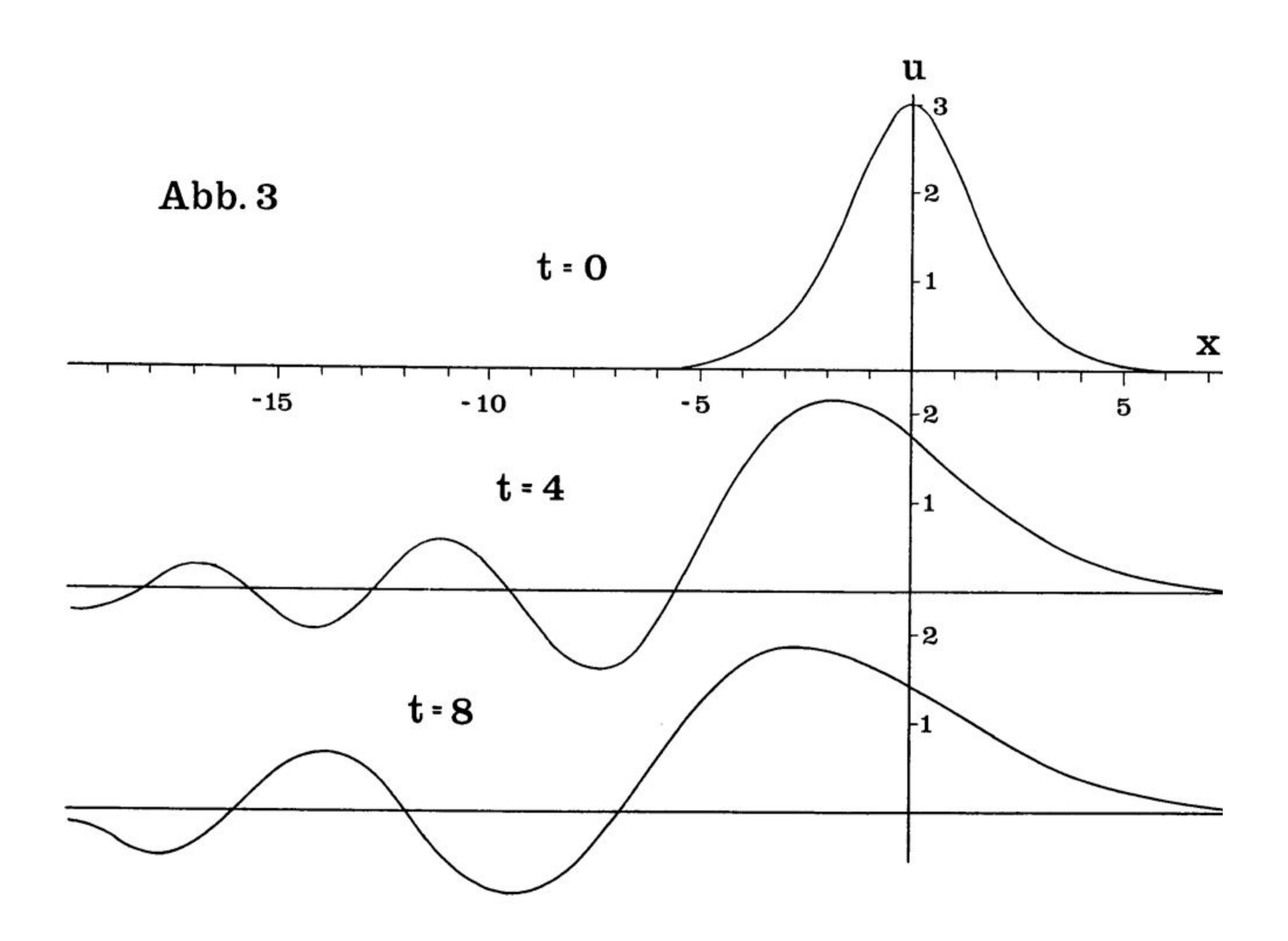
Da die Phasengeschwindigkeit von k abhängt, fließt die Welle mit der Zeit auseinander. Dies ist das bekannte Phänomen der Dispersion. Um es anschaulicher zu machen, betrachten wir eine Lösung von Gl. (2.2.4), die zur Zeit t=0 die Verteilung des Solitons von Gl. (2.2.3) mit c=1 hat,

$$u(x,0) = \frac{3}{\cosh^2 \frac{x}{2}} \quad . \tag{2.2.8}$$

Die entsprechende Lösung ist,

$$u(x,t) = 12 \int_0^\infty \frac{k \cos(k^3 t + kx)}{\sinh \pi k} \, dk \, . \tag{2.2.9}$$

Diese Funktion ist in Abb. 3 für die Zeiten t=0, 4 und 8 dargestellt. Man erkennt deutlich das dispersive Verhalten der Welle, die mit zunehmender Zeit immer mehr auseinanderfließt.



Da das Soliton diese Eigenschaft nicht besitzt, muß aus dem Verhalten der Lösung von Gl. (2.2.4) geschlossen werden, daß der nichtlineare Term in Gl. (2.2.2) die Wirkung des dispersiven Terms, u_{xxx}, genau kompensiert. Dies ist eine grundlegende Charakteristik aller Solitonen. In allen Solitongleichungen werden die dispersiven Terme von den nichtlinearen so kompensiert, daß die Form des Solitons stabil bleibt.

Man kann auch anders vorgehen und statt des nichtlinearen Terms den dispersiven in Gl. (2.2.2) weglassen, so daß die Gleichung

$$u_t + u u_x = 0 \tag{2.2.10}$$

entsteht. Die Lösung dieser Gleichung mit Anfangsverteilung (2.2.8) ist,

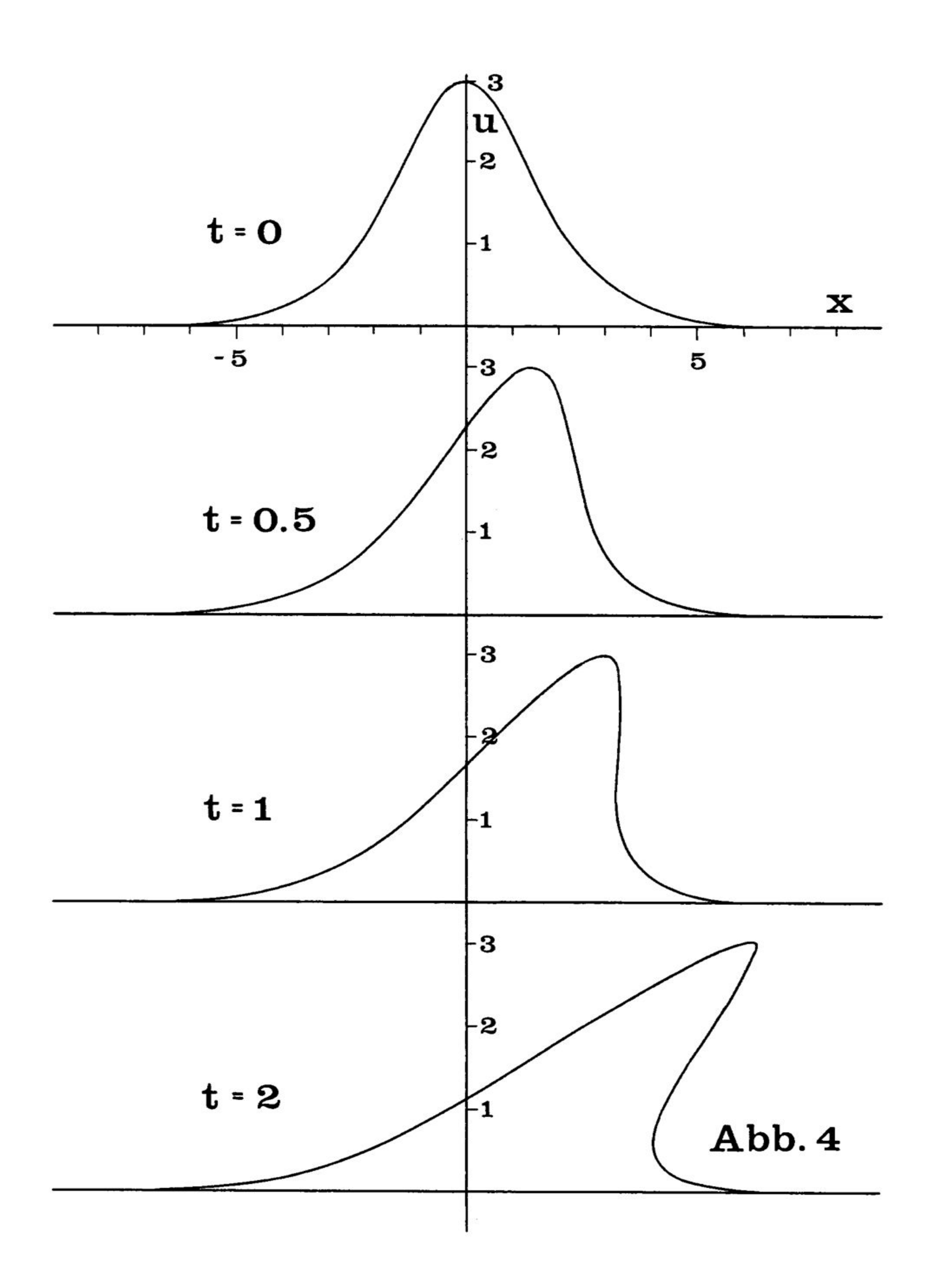
$$u(x,t) = \frac{3}{\cosh^2 \frac{1}{2} [x - u(x,t)t]} \quad . \tag{2.2.11}$$

Das Verhalten von u als Funktion der Zeit ist in Abb. 4 dargestellt. Man erkennt wieder die Solitonform zur Zeit t=0. Zu späteren Zeiten hat die Welle die Tendenz sich zu überschlagen. Diese Instabilität wird durch den dispersiven Term in Gl. (2.2.2) aufgehoben.

2.3. Die dritte wesentliche Eigenschaft von Solitonen ist ihre Formbeständigkeit nach einer Kollision mit anderen Solitonen.

Da es sich bei den Solitongleichungen um partielle Differentialgleichungen handelt, existieren unendlich viele verschiedenartige Lösungen, darunter auch unendlich viele Solitonlösungen. Sie unterscheiden sich durch die Anzahl der Solitonen, die sie darstellen. Gleichung (2.2.3) gilt nur für ein einzelnes Soliton. Es gibt aber auch 2-Soliton-, 3-Soliton- und ganz allgemein n-Soliton Lösungen.

Eine 2-Soliton Lösung ist nicht die lineare Kombination zweier Einzelsolitonen, sondern enthält noch einen Interferenzterm. Trotzdem sind die beiden Solitonen für große negative Zeiten deutlich getrennt und als Einzelsolitonen erkennbar. Sie haben unterschiedliche Geschwindigkeiten, so daß das schnellere von beiden das langsamere überholen kann. Während dieser Kollision verschmelzen die Solitonen und sind vorübergehend nicht mehr voneinander zu unterscheiden. Das gleiche gilt auch für gegenläufige Solitonen.


3
u
2
1
t = 0
x
-5
5
3
2
t = 0.5
1
3
2
t = 1
1
3
2
t = 2
1
Abb. 4

Die Formstabilität nach einer Kollision soll anhand eines Beispiels gezeigt werden. Die Gleichung

$$u(x,t) = 42\,\frac{9\cosh 4(x-16t) + 16\cosh(3x-9t) + 7}{\left[\cosh \frac{7}{2}(x-13t) + 7\cosh \frac{1}{2}(x-37t)\right]^2} \tag{2.3.1}$$

ist eine typische 2-Soliton Lösung der KdV-Gleichung.

Für t=-1.15 ist u in Abb. 5a dargestellt. Man erkennt deutlich, daß sich Gl. (2.3.1) in zwei Einzelsolitonen trennt, mit einem verschwindend kleinen Interferenzterm der Größenordnung 10^{-4}.

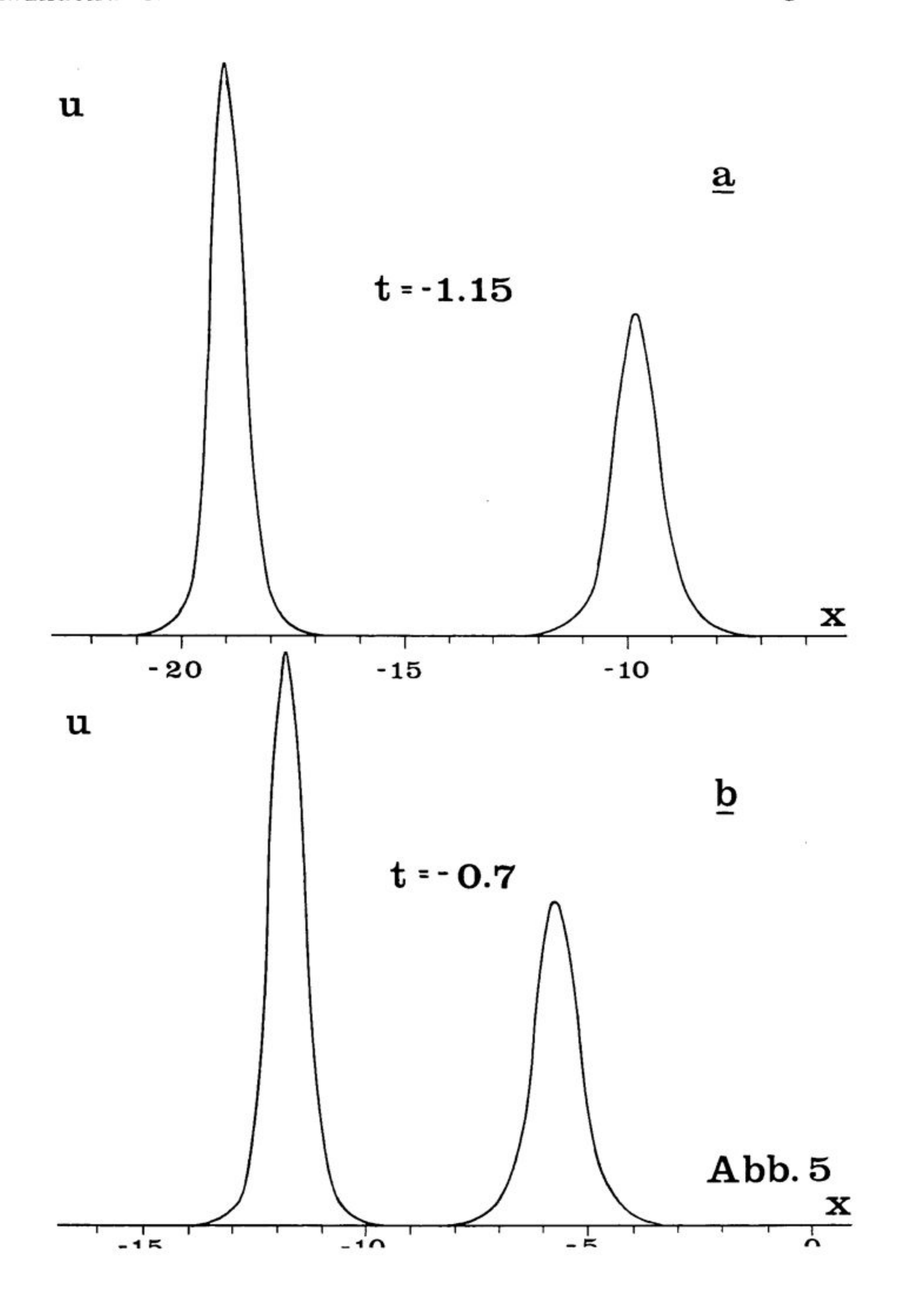


Abb. 5

Im Bereich des großen Solitons in Abb. 5a ist $x \sim -19$. Daher ist das Argument des ersten cosh-Terms im Zähler von Gl. (2.3.1) klein und dasjenige des zweiten Terms groß. Im Bereich des zweiten, kleinen Solitons ($x \sim -10$) ist es umgekehrt. Man kann leicht zeigen, daß sich Gl. (2.3.1) unter diesen Umständen in folgende Einzelsolitonen spaltet:

1. Soliton: $t \ll 0$, $$\frac{48}{\cosh^2 2(x-16t+0{,}486)} \qquad (2.3.2a)$$

2. Soliton: $t \ll 0$, $$\frac{27}{\cosh^2 \frac{3}{2}(x-9t-0{,}649)} \qquad (2.3.2b)$$

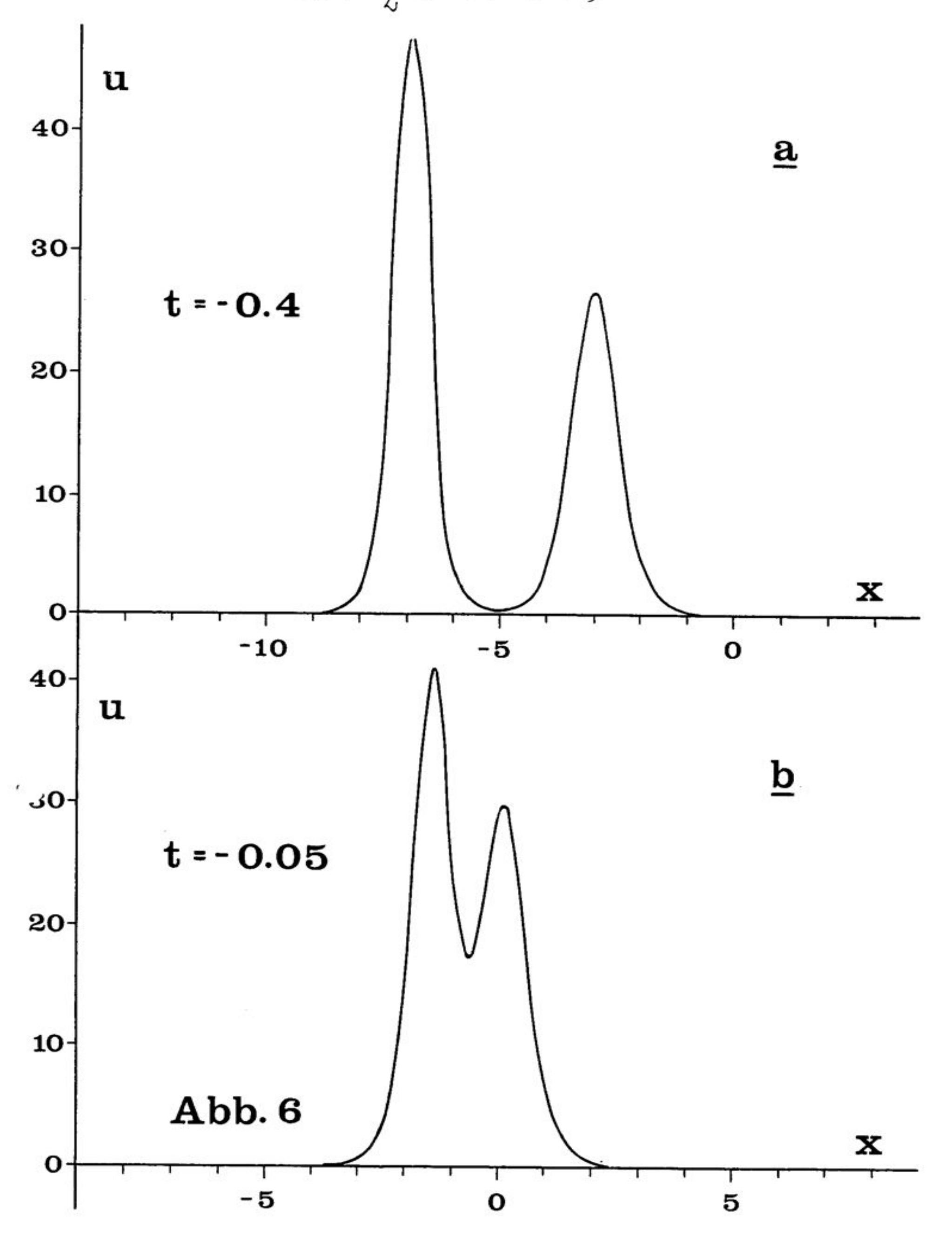


Abb. 6

Beide Solitonen laufen von links nach rechts, aber das große Soliton mit Amplitude 48 und Geschwindigkeit 16 läuft schneller als das kleine Soliton mit Amplitude 27 und Geschwindigkeit 9.

Die Weiterentwicklung für t=-0.7, -0.4 und -0.05 des Solitonenpaares zeigen die Abbildungen (5b), (6a) und (6b). Die erste leichte Interferenz ist in Abb. (6a) erkennbar, während sie in Abb. 6b bereits sehr deutlich ist. Gleichzeitig wird das große Soliton kleiner und das kleine größer. Bei t=0 ist die Interferenz vollkommen, Abb. 7a, und man kann nicht unterscheiden, welche der beiden Spitzen zum kleinen und welche zum großen Soliton gehört.

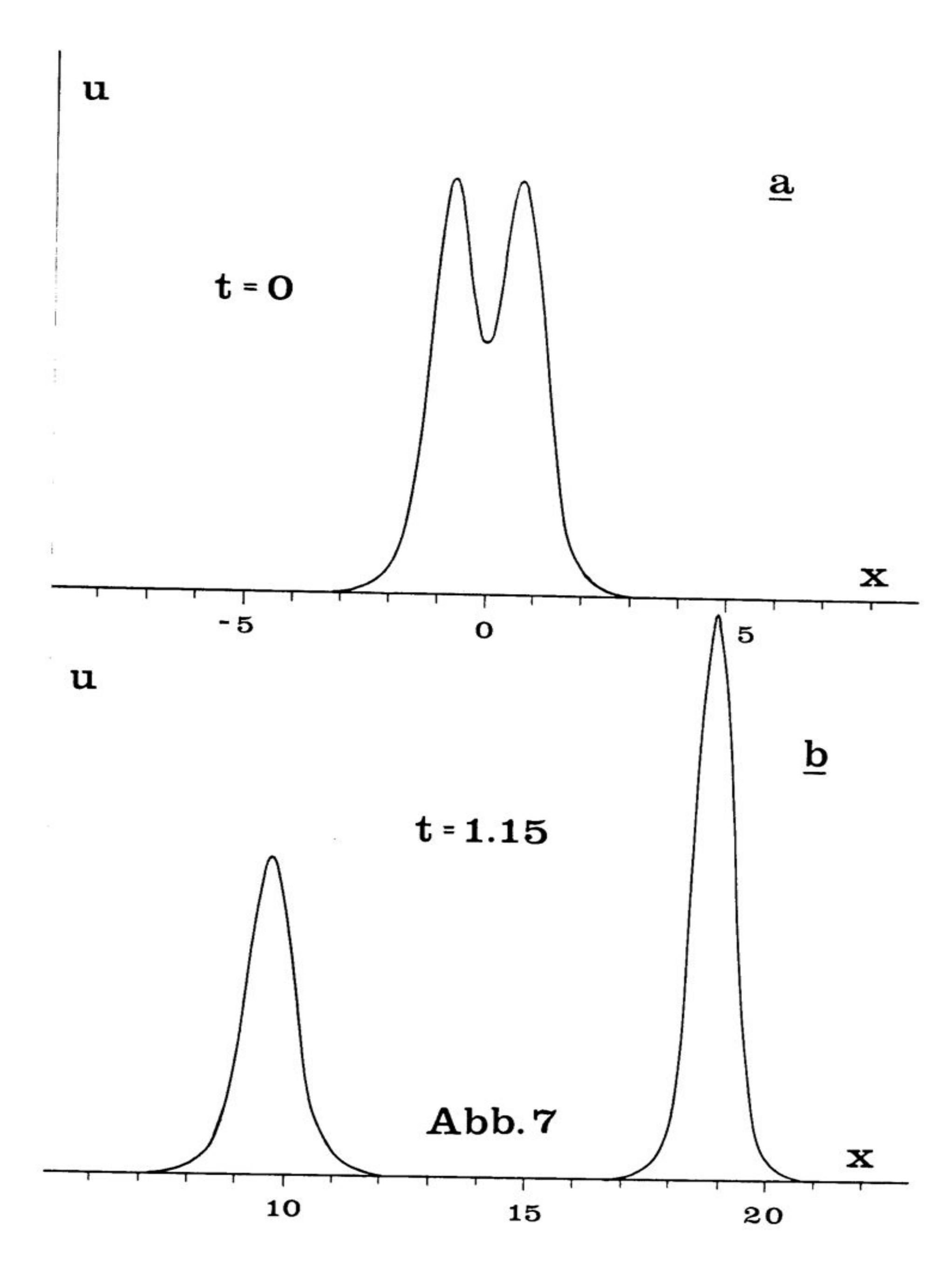


Abb. 7

Für große positive Zeiten trennen sich die Solitonen wieder. Bei t=+1.15, Abb. 7b, sind sie vollständig separiert und haben ihre ursprüngliche Gestalt wiedergewonnen. Aus dem gleichen Grund wie vorher spaltet sich Gl. (2.3.1) wieder in zwei Einzelsolitonen, nämlich

1. Soliton: $t \gg 0$, $$\frac{48}{\cosh^2 2(x-16t-0{,}486)} \qquad (2.3.3a)$$

2. Soliton: $t \gg 0$, $$\frac{27}{\cosh^2 \frac{3}{2}(x-9t+0{,}649)} \; . \qquad (2.3.3b)$$

Ein Vergleich von Gl. (2.3.2) und (2.3.3) läßt erkennen, daß beide Solitonpaare identisch sind, bis auf die Vorzeichen der Phasen 0.486 und 0.649, die vertauscht sind. Diese Phasenverschiebung bedeutet, daß das überholende (große) Soliton etwas weiter vorne ist, als es in Abwesenheit des zweiten Solitons gewesen wäre. Das überholte, kleine Soliton ist dagegen etwas zurückgeblieben.

3. Erhaltungssätze

Alle Solitongleichungen genügen bestimmten Erhaltungssätzen, die es erlauben, eine Anzahl von Bewegungskonstanten abzuleiten. Die KdV-Gleichung, die sine-Gordon Gleichung und die nichtlineare Klein-Gordon Gleichung führen sogar auf unendlich viele solcher Konstanten.

Die ersten 4 Bewegungskonstanten sollen anhand der KdV-Gleichung abgeleitet werden. Wenn die Gleichung

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial x}u^2 + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} = 0 \qquad (3.1)$$

über x integriert wird,

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{\infty} u\,dx + \int_{-\infty}^{\infty}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{2}u^2 + u_{xx}\right)dx \; , \qquad (3.2)$$

so kann die Integration im zweiten Term sofort ausgeführt werden. Das Resultat ist,

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{-\infty}^{\infty} u\,dx = -\left[\frac{1}{2}u^2 + u_{xx}\right]_{-\infty}^{\infty} \; . \qquad (3.3)$$

Da u, u_x, u_{xx},... verschwinden wenn x gegen $\pm\infty$ strebt (vergl. Gl. (2.1.1)), ist die rechte Seite von Gl. (3.3) Null und

$$I_1 = \int_{-\infty}^{\infty} u\,dx = \text{konstant, "Masse"} \; . \qquad (3.4)$$

Vergleicht man Gl. (3.1) mit der eindimensionalen Kontinuitäts-

gleichung,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v = 0 \tag{3.5}$$

so scheint der Term

$$\frac{1}{2} u^2 + u_{xx} = \rho v \tag{3.6}$$

die Rolle einer Impulsdichte zu spielen.

Eine zweite Konstante ergibt sich durch Multiplizieren der KdV-Gleichung mit u,

$$u u_t + u^2 u_x + u u_{xxx} = 0 \tag{3.7}$$

oder

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} u^2 + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{3} u^3 + \frac{1}{2} u_x^2 - u u_x \right) = 0 . \tag{3.8}$$

Integration über x ergibt,

$$\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dx = - \left[\frac{1}{3} u^3 + \frac{1}{2} u_x^2 - u u_x \right]_{-\infty}^{\infty} = 0 \tag{3.9}$$

und daher

$$I_2 = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dx = \text{konstant}, \quad \text{"Impuls"} . \tag{3.10}$$

Durch Integration der "Impulsdichte", Gl. (3.6), über x erhält man ein ähnliches Resultat, nämlich

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dx + \left[u_x \right]_{-\infty}^{\infty} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} u^2 dx = \frac{1}{2} I_2 . \tag{3.11}$$

Weiteres Multiplizieren der KdV-Gleichung mit $(u^2 - 2u_x \frac{\partial}{\partial x})$ führt zu einer dritten Konstanten,

$$I_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{1}{3} u^3 - u_x^2 \right) dx = \text{konstant}, \quad \text{"Energie"} . \tag{3.12}$$

Eine vierte Konstante ist

$$I_4 = \int_{-\infty}^{\infty} \left(u^4 + 2 u u_x^2 + \frac{1}{5} u_{xx}^2 \right) dx = \text{konstant}, \quad \text{"Schwerpunkt"}. \tag{3.13}$$

Weitere Konstanten, die immer komplizierter werden, sind in der Literatur angegeben.

4. Methoden zur Lösung der Solitongleichungen

Im folgenden sollen 3 systematische Methoden zur Lösung der Solitongleichungen besprochen werden. Zwei von ihnen sind analytisch, die dritte ist numerisch. Da viele praktische Anwendungen zu Gleichungen führen, die nur näherungsweise Solitoncharakter haben, und für die keine analytischen Lösungen bekannt sind, ist es wichtig, auch numerische Methoden zur Verfügung zu haben.

4.1. Die direkte Methode (B1)(B2)

Die direkte Methode soll wieder am Beispiel der KdV-Gleichung,

$$u_t + u u_x + u_{xxx} = 0 \tag{4.1.1}$$

illustriert werden. Als erstes ersetzt man u durch den Ausdruck

$$u = w_x \tag{4.1.2}$$

und setzt diesen in Gl. (4.1.1) ein. Das Resultat läßt sich in der Form

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(w_t + \frac{1}{2} w_x^2 + w_{xxx}\right) = 0 \tag{4.1.3}$$

schreiben. Eine mögliche Lösung dieser Gleichung ist,

$$w_t + \frac{1}{2} w_x^2 + w_{xxx} = 0 . \tag{4.1.4}$$

Eine zweite Transformation,

$$w = 12 \frac{\partial}{\partial x} \ln f = 12 \frac{f_x}{f} \tag{4.1.5}$$

drückt w durch eine neue Funktion, f, aus. Um f bestimmen zu können, muß Gl. (4.1.5) in Gl. (4.1.4) eingesetzt werden. Das Resultat ist,

$$f f_{xxxx} - 4 f_x f_{xxx} + 3 f_{xx}^2 + f f_{xt} - f_x f_t = 0 . \tag{4.1.6}$$

Obwohl diese Gleichung wesentlich komplizierter aussieht als

die Ausgangsgleichung, ist sie doch einfacher zu lösen. Man wählt als Lösungsansatz die Perturbationsreihe,

$$f = 1 + \epsilon f^{(1)} + \epsilon^2 f^{(2)} + \epsilon^3 f^{(3)} + \cdots \tag{4.1.7}$$

mit $\epsilon \ll 1$. Im üblichen Perturbationsverfahren wird Gl. (4.1.7) zuerst in Gl. (4.1.6) eingesetzt. Anschließend werden die Koeffizienten gleicher Potenzen von ϵ abgeglichen. Daraus resultiert ein System von gekoppelten Differentialgleichungen. Die ersten drei sind,

$$\epsilon: \quad f^{(1)}_{xxxx} + f^{(1)}_{xt} = 0 \tag{4.1.8a}$$

$$\epsilon^2: \quad f^{(2)}_{xxxx} + f^{(2)}_{xt} = -\left\{ f^{(1)} f^{(1)}_{xxxx} - 4 f^{(1)}_{x} f^{(1)}_{xxx} + 3\left(f^{(1)}_{xxx}\right)^2 + f^{(1)} f^{(1)}_{xt} - f^{(1)}_{x} f^{(1)}_{t} \right\} \tag{4.1.8b}$$

$$\epsilon^3: \quad f^{(3)}_{xxxx} + f^{(3)}_{xt} = -\left\{ f^{(1)} f^{(2)}_{xxxx} - 4 f^{(1)}_{x} f^{(2)}_{xxx} - 4 f^{(1)}_{xxx} f^{(2)}_{x} + 6 f^{(1)}_{xx} f^{(2)}_{xx} + \right.$$
$$\left. f^{(2)} f^{(1)}_{xxxx} + f^{(2)} f_{xt} - f^{(1)}_{x} f^{(2)}_{t} + f^{(1)} f^{(2)}_{xt} - f^{(1)}_{t} f^{(2)}_{x} \right\} . \tag{4.1.8c}$$

1-Soliton Lösung

Als ersten Lösungsansatz wählt man

$$f = 1 + f^{(1)}$$
$$f^{(1)} = e^{\theta_1} \tag{4.1.9}$$
$$\theta_1 = p_1 x - p_1^3 t + \delta_1 ,$$

entsprechend den ersten beiden Termen in der Perturbationsreihe, Gl. (4.1.7). Die Größen p_1 und δ_1 sind beliebige Konstanten.

Gleichung (4.1.9) ist eine Lösung von Gl. (4.1.8a), wie sich leicht durch Einsetzen feststellen läßt. Als nächstes wird $f^{(1)}$ in die rechte Seite von Gl. (4.1.8b) eingesetzt mit dem Resultat, daß die rechte Seite verschwindet. Folglich ist

$$f^{(2)} = 0$$

eine erlaubte, strenge Lösung von Gl. (4.1.8b). Das bedeutet, daß auch die rechte Seite von Gl. (4.1.8c) verschwindet, da $f^{(2)}$ in jedem Term vorkommt. Daher ist

$$f^{(3)} = 0$$

eine strenge Lösung dieser Gleichung. Auf diese Weise verschwinden alle $f^{(n)}$, $n \geq 2$, so daß Gl. (4.1.9) eine strenge Lösung von Gl. (4.1.6) darstellt. Um u zu bestimmen, braucht nur noch Gl. (4.1.5) in Gl. (4.1.2) eingesetzt zu werden,

$$u = 12 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln f = \frac{12}{f^2} \left(f f_{xx} - f_x^2 \right) . \qquad (4.1.10)$$

Mit Gl. (4.1.9) für f ergibt sich die bekannte Einzelsolitonlösung der KdV-Gleichung,

$$u(x,t) = \frac{3 p_1^2}{\cosh^2 \frac{p_1}{2} \left(x - p_1^2 t + \frac{\delta_1}{p_1} \right)} \; . \qquad (4.1.11)$$

Die Konstante p_1^2 ist die Geschwindigkeit des Solitons,

$$p_1^2 = c$$

(vergl. Gl. (2.2.3)).

Es ist zu beachten, daß die Amplitude $3p_1^2$ proportional zur Geschwindigkeit und daher nicht unabhängig frei wählbar ist. Das ist eine Konsequenz der Nichtlinearität der Ausgangsgleichung und trifft für die Lösungen aller Solitongleichungen zu. Große Solitonen laufen daher schneller als kleine, eine Tatsache, die schon an den Gleichungen (2.3.2) und (2.3.3) zu erkennen war.

2-Soliton Lösung

In einem nächsten Schritt wird die Perturbationsreihe nach dem $f^{(2)}$-Term abgebrochen, so daß

$$f = 1 + f^{(1)} + f^{(2)} \qquad (4.1.12)$$

wird. Für $f^{(1)}$ macht man den Ansatz,

$$f^{(1)} = e^{\theta_1} + e^{\theta_2} \; . \qquad (4.1.13)$$

θ_2 entspricht θ_1 von Gl. (4.1.9) mit den Konstanten p_2 und δ_2.

Gleichung (4.1.13) ist eine Lösung der linearen Gleichung (4.1.8a). Einsetzen von Gl. (4.1.13) in Gl. (4.1.8b) ergibt diesmal nicht 0, denn es handelt sich um eine nichtlineare Gleichung, sondern

$$f^{(2)}_{xxxx} + f^{(2)}_{xt} = 3 p_1 p_2 (p_1 - p_2)^2 e^{\theta_1 + \theta_2} . \qquad (4.1.14)$$

Es ist unschwer zu erkennen, daß die Lösung dieser Gleichung

$$f^{(2)} = \left(\frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \right)^2 e^{\theta_1 + \theta_2} \qquad (4.1.15)$$

sein muß. Mit diesem Ausdruck für $f^{(2)}$ und dem in Gl. (4.1.13) für $f^{(1)}$ wird als nächstes in die rechte Seite von Gl. (4.1.8c) eingegangen. Das erstaunliche Resultat ist, daß die rechte Seite, trotz ihrer Kompliziertheit, wiederum verschwindet. Damit können $f^{(3)}$ und alle höheren $f^{(n)}$ Null gesetzt werden und man hat mit Gl. (4.1.12),

$$f = 1 + e^{\theta_1} + e^{\theta_2} + \left(\frac{p_1 - p_2}{p_1 + p_2} \right)^2 e^{\theta_1 + \theta_2} \qquad (4.1.16)$$

eine weitere strenge Lösung von Gl. (4.1.6) gefunden. Unter Benutzung von diesem Ausdruck für f in Gl. (4.1.10) erhält man schließlich die 2-Solitonen Lösung der KdV-Gleichung,

$$u(x,t) = 6 \, \frac{\frac{p_1 + p_2}{p_1 - p_2} \left(p_2^2 \cosh \theta_1 + p_1^2 \cosh \theta_2 \right) + (p_1 + p_2)^2}{\left[\cosh \frac{1}{2}(\theta_1 + \theta_2) + \frac{p_1 + p_2}{p_1 - p_2} \cosh \frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2) \right]^2} . \qquad (4.1.17)$$

Mit $p_1=4$, $p_2=3$ und $\delta_1=\delta_2=0$ wird daraus Gl. (2.3.1).

n-Soliton Lösungen für n=3,4,.. können auf die gleiche Weise abgeleitet werden. Der allgemeine Ausdruck für f ist in der Literatur angegeben (<u>B1</u>). In seinem Artikel zeigt Hirota, wie die direkte Methode auch auf andere Solitongleichungen angewendet werden kann.

4.2. Die Methode der inversen Streuung

Dies ist eine der nützlichsten Methoden zur Lösung nichtlinearer Solitongleichungen. Da sie sehr umfangreich und kompliziert ist, muß bei einigen Ableitungen auf die Literatur verwiesen werden. Die folgenden Ausführungen sind zum größten Teil Ref. (B3) entnommen.

Wenn ein Teilchenstrom in Form einer ebenen Welle von einem gegebenen Potential u gestreut wird, kann die gestreute Welle durch bekannte Ausdrücke, die von u abhängen, dargestellt werden. Es gibt eine Reihe von Beziehungen zwischen den Streufunktionen und den Transmissions- und Reflektionskoeffizienten, die bei jedem Streuprozess, unabhängig von u, auftreten. Bei der Methoden der inversen Streuung wird der Prozess nun umgekehrt. Das Potential u sei unbekannt und soll aufgrund der oben erwähnten allgemeinen Beziehungen bestimmt werden. Wie im folgenden gezeigt wird, gelingt das wenn wenigstens einige Eigenschaften des Potentials bekannt sind, z.B. daß u eine Solitongleichung erfüllt.

Betrachtet man die Gleichung

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} - U(x)\,y = 0 \,, \qquad (4.2.1)$$

so ist eine Lösung

$$y_1(x,t) = \delta\left(t-\frac{x}{c}\right) + c\,S\left(t-\frac{x}{c}\right)A_R(x,ct)\,, \qquad (4.2.2)$$

wobei $\delta(t-\frac{x}{c})$ die Diracsche δ-Funktion und S eine Stufenfunktion ist. Gleichung (4.2.2) entspricht einer Welle, die in der positiven x-Richtung läuft und am Potential U(x) gestreut wird. Die δ-Funktion ist der ungestörte Teil, der zweite Term ist der gestreute Teil, bei dem $A_R(x,ct)$ die Rolle einer Streuwelle spielt. Eine von rechts nach links laufende Welle hat dementsprechend die Form

$$y_2(x,t) = \delta\left(t+\frac{x}{c}\right) + c\,S\left(t+\frac{x}{c}\right)A_L(x,ct)\,. \qquad (4.2.3)$$

A_R und A_L müssen eine Beziehung zum Potential U(x) haben, denn wenn U(x)=0 ist, ist die δ-Funktion allein bereits eine Lösung von Gl. (4.2.1). Um diese Relation zu finden, werden Gl. (4.2.2) und (4.2.3) in Gl. (4.2.1) eingesetzt und über t von $t=\frac{x}{c}-\epsilon$ bis $t=\frac{x}{c}+\epsilon$ integriert. Das Resultat ist,

$$U(x) = -2 \frac{d}{dx} A_R(x,x) \qquad (4.2.4)$$

oder

$$U(x) = 2 \frac{d}{dx} A_L(x,x) \quad . \qquad (4.2.5)$$

Der Fouriertransform von $y_1(x,t)$ sei $f_1(x,k)$ und der von $y_2(x,t)$ sei $f_2(x,k)$. Dann ergibt eine Fouriertransformation der Gleichungen (4.2.2) und (4.2.3),

$$f_1(x,k) = e^{ikx} + \int_x^\infty dx' \, A_R(x,x') \, e^{ikx'} \qquad (4.2.6a)$$

$$\rightarrow e^{ikx} \quad \text{für} \quad x \rightarrow \infty$$

$$f_2(x,k) = e^{-ikx} + \int_{-\infty}^x dx' \, A_L(x,x') \, e^{-ikx'} \qquad (4.2.6b)$$

$$\rightarrow e^{-ikx} \quad \text{für} \quad x \rightarrow -\infty \quad .$$

Da es sich hier um einen Streuvorgang handelt, gelten folgende Relationen zwischen f_1 und f_2 (vergl. Ref. (B3)):

$$f_2(x,k) = c_{11}(k) \, f_1(x,k) + c_{12}(k) \, f_1(x,-k) \qquad (4.2.7a)$$

$$f_1(x,k) = c_{21}(k) \, f_2(x,-k) + c_{22}(k) \, f_2(x,k) \quad . \qquad (4.2.7b)$$

Aus diesen Gleichungen leitet man ab, daß

$$\begin{aligned} x \rightarrow -\infty : \quad & f_2(x,k) \rightarrow e^{-ikx} \\ x \rightarrow +\infty : \quad & f_2(x,k) \rightarrow c_{11}(k) e^{ikx} + c_{12}(k) e^{-ikx} \quad . \end{aligned} \qquad (4.2.8)$$

Physikalisch bedeutet Gl. (4.2.8), daß eine ebene Welle der Stärke $c_{12}e^{-ikx}$ von rechts auf das Potential U(x) auftrifft. Ein Teil der Welle, nämlich e^{-ikx}, durchquert das Potential. Ein zweiter Teil, $c_{11}e^{ikx}$, wird zurückgestreut. Es lassen sich daher folgende Größen definieren:

Transmissionskoeffizient: $\quad T_R(k) = \frac{1}{c_{12}(k)} \qquad (4.2.9a)$

Reflektionskoeffizient: $\quad R_R(k) = \frac{c_{11}(k)}{c_{12}(k)} \quad . \qquad (4.2.9b)$

Aus Gl. (4.2.6a) und (4.2.7b) leitet man ähnliche Relationen für f_1 ab,

$$
\begin{aligned}
x \to +\infty: &\quad f_1(x,k) \to e^{ikx} \\
x \to -\infty: &\quad f_1(x,k) \to c_{21}(k)e^{ikx} + c_{22}(k)e^{-ikx} .
\end{aligned}
\tag{4.2.10}
$$

Diesmal kommt eine Welle der Stärke $c_{21}e^{ikx}$ von links. Der Teil e^{ikx} wird durchgelassen, während die reflektierte Welle von der Form $c_{22}e^{-ikx}$ ist. Die entsprechenden Transmissions- und Reflektionskoeffizienten sind

$$T_L(k) = \frac{1}{c_{21}(k)} \tag{4.2.11a}$$

$$R_L(k) = \frac{c_{22}(k)}{c_{21}(k)} \quad . \tag{4.2.11b}$$

Man kann zeigen, daß $T_R=T_L$ ist, so daß der Index weggelassen werden kann.

Ersetzt man die c-Koeffizienten in Gl. (4.2.7) nun durch die Koeffizienten aus Gl. (4.2.9) und (4.2.11) so erhält man,

$$T(k)\, f_2(x,k) = R_R(k)\, f_1(x,k) + f_1(x,-k) \tag{4.2.12a}$$

$$T(k)\, f_1(x,k) = f_2(x,-k) + R_L(k)\, f_2(x,k) \; . \tag{4.2.12b}$$

Diese beiden Gleichungen werden durch eine Fouriertransformation in die Zeitdomaine zurückverwandelt. Dabei wird berücksichtigt, daß f_1 und f_2 die Fouriertransformierten von y_1 und y_2, Gl. (4.2.2) und (4.2.3), sind. Die rücktransformierten Reflektionskoeffizienten seien $r_R(x)$ und $r_L(x)$, und die Rücktransformation des Transmissionskoeffizienten minus 1, T(k)-1, sei $\Gamma(x)$. Nach einer etwas umständlichen Rechnung (vergl. Ref. (B3)) ergeben sich dann folgende Gleichungen,

$$x < z: \quad r_R(x+z) + A_R(x,z) + \int_x^\infty dx'\, r_R(x'+z)\, A_R(x,x') = 0 \tag{4.2.13a}$$

$$x > z: \quad r_L(x+z) + A_L(x,z) + \int_{-\infty}^x dx'\, r_L(x'+z)\, A_L(x,x') = 0 \tag{4.2.13b}$$

$$x' = ct' \quad , \quad z = -ct \; .$$

Dies sind die sogn. Marchenko Gleichungen (5). Der Transmissionskoeffizient tritt in den Gleichungen nicht auf solange angenommen wird, daß das Potential U(x) keine gebundenen Zustände erlaubt.

Die Reflektionskoeffizienten r_R und r_L können aufgrund von Gl. (4.2.9b) und (4.2.11b) auch so geschrieben werden:

$$r_R(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{C_{11}(k)}{C_{12}(k)} e^{ikx} \tag{4.2.14a}$$

$$r_L(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{C_{22}(k)}{C_{21}(k)} e^{-ikx} \,. \tag{4.2.14b}$$

Wenn gebundene Zustände möglich sind, kommen in den Marchenko Gleichungen zu r_R und r_L noch je ein Term hinzu, der vom Transmissionskoeffizienten herrührt. In Ref. (B3) wird gezeigt, daß die so erweiterten "Reflektionskoeffizienten" in Gl. (4.2.13) durch die Ausdrücke

$$\Omega_R(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{C_{11}(k,t)}{C_{12}(k,t)} e^{ikx} + \sum_{\ell=1}^{N} m_{R,\ell}(i\varkappa_\ell,t)\, e^{-\varkappa_\ell x} \tag{4.2.15a}$$

$$\Omega_L(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk}{2\pi} \frac{C_{22}(k,t)}{C_{21}(k,t)} e^{-ikx} + \sum_{\ell=1}^{N} m_{L,\ell}(i\varkappa_\ell,t)\, e^{\varkappa_\ell x} \tag{4.2.15b}$$

$$m_{R,\ell}(i\varkappa_\ell,t) = -i\frac{C_{11}(i\varkappa_\ell,t)}{\dot{C}_{12}(i\varkappa_\ell,t)} \,,\; m_{L,\ell}(i\varkappa_\ell,t) = -i\frac{C_{22}(i\varkappa_\ell,t)}{\dot{C}_{21}(i\varkappa_\ell,t)} \,,\; \dot{C}(k,t) = \frac{dC}{dk} \tag{4.2.15c}$$

gegeben sind. N ist die Zahl der gebundenen Zustände und $k=i\varkappa_\ell$ sind die Positionen der Pole des Integranden von $\Gamma(x)$. In Gl. (4.2.15) wird eine parametrische Abhängigkeit aller Größen von t angenommen.

Ersetzt man die Reflektionskoeffizienten in Gl. (4.2.13) durch die Ausdrücke in Gl. (4.2.15) so erhält man die endgültigen Marchenko Gleichungen

$$x<z:\; \Omega_R(x+z,t) + A_R(x,z;t) + \int_x^{\infty} dx'\, \Omega_R(x'+z,t)\, A_R(x,x';t) = 0 \tag{4.2.16a}$$

$$x>z:\; \Omega_L(x+z,t) + A_L(x,z;t) + \int_{-\infty}^{x} dx'\, A_L(x,x';t)\, \Omega_L(x'+z,t) = 0 \,. \tag{4.2.16b}$$

Die bisher abgeleiteten Relationen sind allgemeingültig und hängen nicht von der speziellen Form des Streupotentials ab. Jetzt muß ein Zusammenhang zwischen der Streutheorie und der Solitongleichung, deren Lösung u wir suchen, hergestellt werden. Es wird also davon ausgegangen, daß u diese Lösung darstellt.

Zuerst kann von der Tatsache Gebrauch gemacht werden, daß $f_1(x,k)$ und $f_2(x,k)$, Gl. (4.2.6), Lösungen der Gleichung

$$\frac{d^2 f_i}{dx^2} + (k^2 - U(x)) f_i = 0 \quad , \quad i = 1,2 \tag{4.2.17}$$

sind. Das erkennt man leicht wenn man berücksichtigt, daß f_1 und f_2 die Fouriertransforme von y_1 und y_2, Gl. (4.2.2) und (4.2.3) sind. Diese wiederum sind Lösungen von Gl. (4.2.1), die die Fouriertransformierte von Gl. (4.2.17) ist (mit $k=\frac{\omega}{c}$). Da sowohl f_1 wie f_2 Gl. (4.2.17) erfüllen, kann der Index im folgenden weggelassen werden. Man schreibt jetzt,

$$y_{xx} - U(x) y = \lambda y \, , \qquad \lambda = -k^2 \, , \tag{4.2.18}$$

wobei y eine Funktion darstellt, die proportional zu f ist. Schließlich ersetzt man U(x) durch

$$U(x) = \frac{1}{6} u(x) \, , \tag{4.2.19}$$

so daß Gl. (4.2.18) die Form

$$y_{xx} + \frac{1}{6} u(x) y = \lambda y \tag{4.2.20}$$

erhält.

Wenn angenommen wird, daß u(x,t) parametrisch die Zeit enthält, muß der gleiche Parameter auch in f(x,k;t) auftreten. Da aber $\lambda=-k^2$ eine reine Konstante ist, kann sie nicht von t abhängen. Ist u(x,t) daher ein Potential, dessen Streueigenschaften durch f_1 und f_2 beschrieben werden können, so muß es eine Zeitabhängigkeit besitzen, die λ zeitunabhängig läßt. Differenziert man daher Gl. (4.2.20) nach t,

$$y_{xxt} + \frac{1}{6} u_t y + \frac{1}{6} u y_t = \lambda_t y + \lambda y_t \, , \tag{4.2.21}$$

so muß in dieser Gleichung $\lambda_t=0$ sein. Wird der Ansatz

$$y_t = -4\,y_{xxx} - u\,y_x - \frac{1}{2}\,u_x\,y \tag{4.2.22}$$

in Gl. (4.2.21) eingeführt und Gl. (4.2.20) benutzt um λy_{xxx}, $\lambda u y_x$ und $\lambda u_x y$ zu eliminieren, so reduziert sich Gl. (4.2.21) zu

$$\frac{y}{6}\left(u_t + u\,u_x + u_{xxx}\right) = \lambda_t\,y\,. \tag{4.2.23}$$

Aus dieser Gleichung folgt, daß u als legitimes Streupotential aufgefaßt werden kann, wenn u(x,t) eine Lösung der Korteweg-de Vries Gleichung,

$$u_t + u\,u_x + u_{xxx} = 0 \tag{4.2.23}$$

ist.

Das Bestreben geht nun dahin, u(x,t) aus den bisher gefundenen Streurelationen abzuleiten und dabei die Aussagen zu verwenden, die, auch ohne es im Detail zu kennen, schon jetzt über u gemacht werden können. Zu diesen gehört die bereits in Kapitel 2 erwähnte Bedingung,

$$u,\; u_x\,,\; u_{xx}\,,\ldots \rightarrow 0 \qquad \text{wenn} \quad x \rightarrow \pm\infty\,. \tag{4.2.24}$$

Damit erhält man eine asymptotische Form von y_t aus Gl. (4.2.22), nämlich

$$y_t = -4\,y_{xxx}\,. \tag{4.2.25}$$

Im asymptotischen Bereich $x\rightarrow\infty$ wird y, das ja proportional zu f ist,

$$\begin{aligned} y(x,k;t) &= h(k,t)\,f_1(x,k;t) \\ &\rightarrow h(k,t)\,e^{ikx} \end{aligned} \tag{4.2.26}$$

unter Benutzung von Gl. (4.2.6a). Eingesetzt in Gl. (4.2.25) ergibt das

$$\ell(k,t) = \ell(k,0)\, e^{4ik^3t} . \tag{4.2.27}$$

Wenn $x \to -\infty$ setzt man für f_1 aus Gl. (4.2.7b) ein. Da $f_2 \to e^{-ikx}$ für $x \to -\infty$ ist, ergibt sich die Gleichung

$$y(x,k;t) = \ell(k,0)\, e^{4ikt}\left[C_{21}(k,t)e^{ikx} + C_{22}(k,t)e^{-ikx}\right]. \tag{4.2.28}$$

Diese Gleichung kann wieder in Gl. (4.2.25) eingeführt und die Koeffizienten von e^{ikx} und e^{-ikx} einander gleichgesetzt werden. Das Ergebnis ist,

$$\begin{aligned} C_{21}(k,t) &= C_{21}(k,0) \\ C_{22}(k,t) &= C_{22}(k,0)\, e^{-8ik^3t} . \end{aligned} \tag{4.2.29}$$

Führt man die gleichen Schritte mit f_2 aus, so folgt die Relation,

$$\begin{aligned} C_{11}(k,t) &= C_{11}(k,0)\, e^{8ik^3t} \\ C_{12}(k,t) &= C_{12}(k,0) . \end{aligned} \tag{4.2.30}$$

Damit lassen sich die Größen $m_{R,\ell}(i\varkappa_\ell,t)$ und $m_{L,\ell}(i\varkappa_\ell,t)$, Gl. (4.2.15c), bestimmen und ebenso die Koeffizienten unter den Integralen von Gl. (4.2.15).

Der nächste Schritt ist die Lösung der Marchenko Gleichungen. Eine geschlossene Lösung dieser Integralgleichung ist nur für nichtreflektierende Potentiale möglich. In diesem Fall reduzieren sich Ω_R und Ω_L zu

$$\begin{aligned} \Omega_R(x,t) &= \sum_{\ell=1}^{N} m_{R,\ell}(i\varkappa_\ell,t)\, e^{-\varkappa_\ell x} \\ \Omega_L(x,t) &= \sum_{\ell=1}^{N} m_{L,\ell}(i\varkappa_\ell,t)\, e^{\varkappa_\ell x} . \end{aligned} \tag{4.2.31}$$

In Gl. (4.2.15b) benutzt man daher den Ausdruck

$$\Omega_L(x+z,t) = \sum_{\ell=1}^{N} m_{L,\ell}(\varkappa_\ell,t)\, e^{\varkappa_\ell x}\, e^{\varkappa_\ell z} = \vec{\psi}(x)\cdot\vec{\phi}(z), \tag{4.2.32}$$

der als Skalarprodukt zweier Vektoren aufgefaßt werden kann. Für $A_L(x,z)$ wird der Ansatz

$$A_L(x,z) = \vec{B}(x) \cdot \vec{\phi}(z) \tag{4.2.33}$$

gemacht und in Gl. (4.2.16b) eingesetzt. Das Ergebnis ist,

$$\vec{B}(x) \cdot \left[\mathbb{I} + \int_{-\infty}^{x} dx' \, \vec{\phi}(x') \vec{\psi}(x') \right] \cdot \vec{\phi}(z) + \vec{\psi}(x) \cdot \vec{\phi}(z) = 0 \tag{4.2.34}$$

$$\mathbb{I}_{ij} = \delta_{ij} \ .$$

Mit der Abkürzung

$$\begin{aligned} \mathbb{V}(x) &= \mathbb{I} + \int_{-\infty}^{x} dx' \, \vec{\phi}(x') \vec{\psi}(x') \\ \mathbb{V}_{ij} &= \delta_{ij} + \left[\int_{-\infty}^{x} dx' \vec{\phi}(x') \vec{\psi}(x') \right]_{ij} \ , \end{aligned} \tag{4.2.35}$$

in der $\mathbb{I}$ und $\mathbb{V}$ zwei Dyaden sind (Tensoren 2. Stufe), läßt sich Gl. (4.2.34) schreiben,

$$\left[\vec{B}(x) \cdot \mathbb{V}(x) + \vec{\psi}(x) \right] \cdot \vec{\phi}(z) = 0 \ . \tag{4.2.36}$$

Da $\vec{\phi}(z) \neq 0$ ist, muß der Ausdruck in eckigen Klammern verschwinden. Das gestattet es, $\vec{B}(x)$ und damit A_L zu bestimmen,

$$\begin{aligned} \vec{B}(x) &= - \vec{\psi}(x) \cdot \mathbb{V}^{-1}(x) \\ A_L(x,x) &= - \vec{\psi}(x) \cdot \mathbb{V}^{-1}(x) \cdot \vec{\phi}(x) \ , \end{aligned} \tag{4.2.37}$$

oder

$$A_L(x,x) = - \mathrm{Sp} \left[\vec{\phi}(x) \vec{\psi}(x) \cdot \mathbb{V}^{-1}(x) \right] \ . \tag{4.2.38}$$

Durch differenzieren von Gl. (4.2.35) erhält man

$$\frac{d\mathbb{V}}{dx} = \vec{\phi}(x) \vec{\psi}(x) \tag{4.2.39}$$

und damit wird Gl. (4.2.38) schließlich

$$A_L(x,x) = - \frac{d}{dx} \ln \left(\mathrm{Det} \, \mathbb{V} \right) \ . \tag{4.2.40}$$

Diese Beziehung geht aus dem Matrizenkalkulus hervor.

Als letzter Schritt wird dieses Resultat in Gl. (4.2.5) eingesetzt, unter Benutzung von Gl. (4.2.19). Die Lösung der KdV-Gleichung ist dann

$$u(x,t) = 12 \frac{\partial^2}{\partial x^2} \ln(\mathrm{Det}\, \mathbb{V}), \tag{4.2.41}$$

wobei angenommen wurde, daß $\mathbb{V}$ wieder parametrisch von t abhängt.

Gleichung (4.2.41) ist identisch mit Gl. (4.1.10) wenn f=Det $\mathbb{V}$ ist. Um das zu zeigen, betrachten wir den einfachsten Fall, nämlich i=j=1 in Gl. (4.2.35). Dann gilt

$$\begin{aligned} \mathbb{V}(x,t) &= 1 + \int_{-\infty}^{x} m_L(\varkappa,t)\, e^{2\varkappa x'}\, dx' \\ &= 1 + \frac{m_L(\varkappa,t)}{2\varkappa}\, e^{2\varkappa x} \end{aligned} \tag{4.2.42}$$

unter Benutzung von Gl. (4.2.32) für $\vec{\psi}(x')$ und $\vec{\phi}(x')$. $m_L(\varkappa,t)$ ist in Gl. (4.2.15c) gegeben, und für c_{22} und $\dot{c}_{21}$ benutzt man Gl. (4.2.29. Damit wird

$$\begin{aligned} m_L(\varkappa,t) &= -i\, \frac{c_{22}(i\varkappa,0)}{\dot{c}_{21}(i\varkappa,0)}\, e^{-8\varkappa^3 t} \\ &= m_L(\varkappa,0)\, e^{-8\varkappa^3 t}\, . \end{aligned} \tag{4.2.43}$$

Für $\mathbb{V}(x,t)$ ergibt sich daraus der Ausdruck

$$\begin{aligned} \mathbb{V}(x,t) &= 1 + \frac{m_L(\varkappa,0)}{2\varkappa}\, e^{2\varkappa x - 8\varkappa^3 t} \\ &= 1 + e^{2\varkappa x - 8\varkappa^3 t + \delta} \end{aligned} \tag{4.2.44}$$

und das ist wieder Gl. (4.1.9) wenn $2\varkappa = p_1$ gesetzt wird.

Die inverse Streumethode ist natürlich nicht nur auf die Lösung der KdV-Gleichung beschränkt. Anwendungen auf andere Gleichungen findet man in fast allen Texten.

4.3. Eine numerische Methode

Verschiedene Methoden zur Lösung nichtlinearer partieller Differentialgleichungen sind in Ref. (B2) angegeben. Das Vorgehen, das hier besprochen werden soll, basiert zum Teil auf einer eigenen Entwicklung. Zur Illustration dient abermals die KdV-Gleichung in der Form

$$u_t = -u u_x - u_{xxx} \; . \qquad (4.3.1)$$

Die rechte Seite der Gleichung wird diskretisiert, indem die Ableitungen durch Differenzen ersetzt werden. Im Punkte x_i ist

$$\begin{aligned} \frac{\Delta u_i}{\Delta x_i} &= \frac{1}{2\Delta x_i}(u_{i+1} - u_{i-1}) \\ \frac{\Delta^2 u_i}{\Delta x_i^2} &= \frac{1}{(\Delta x_i)^2}(u_{i+1} - 2u_i + u_{i-1}) \qquad (4.3.2) \\ \frac{\Delta^3 u_i}{\Delta x_i^3} &= \frac{1}{2(\Delta x_i)^3}(u_{i+2} - 2u_{i+1} + 2u_{i-1} - u_{i-2}) \; . \end{aligned}$$

Die in x diskretisierte Gleichung wird nun,

$$\frac{du_i}{dt} = -\frac{1}{2\Delta x_i} u_i (u_{i+1} - u_{i-1}) - \frac{1}{2(\Delta x_i)^3}(u_{i+2} - 2u_{i+1} + 2u_{i-1} - u_{i-2}) \; . \qquad (4.3.3)$$

Die rechte Seite von Gl. (4.3.1) kann natürlich auf sehr viele verschiedene Art und Weisen diskretisiert werden. Die hier gewählte ist eine der einfachsten.

Alle Funktionen $u_i(t)$ hängen noch von der Zeit ab. Man entwickelt $u_i(t)$ jetzt in eine Taylorreihe in t um den Zeitpunkt t_j,

$$u_i(t) = \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(t-t_j)^\nu}{\nu!} \left(\frac{d^\nu u_i}{dt^\nu}\right)_{t=t_j} \; . \qquad (4.3.4)$$

Nimmt man an, $u_i(t_j) \equiv u_{ij}$ sei vom vorhergegangenen Zeitschritt bekannt, so ist $u_i(t_{j+1}) = u_{i,j+1}$ gegeben durch,

$$\begin{aligned} u_{i,j+1} &= \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(\Delta t_{j+1})^\nu}{\nu!} u_{ij}^{(\nu)} \\ \Delta t_{j+1} &= t_{j+1} - t_j \qquad (4.3.5) \\ u_{ij}^{(\nu)} &= \left(\frac{d^\nu u}{dt^\nu}\right)_{t=t_j} \; . \end{aligned}$$

Im folgenden bedeutet ein oberer Index in Klammern immer eine Differentiation nach t.

Um $u_{i,j+1}$ berechnen zu können, müssen die Konstanten $u_{ij}^{(\nu)}$ bekannt sein. Diese wiederum können aus der in x diskretisierten Differentialgleichung (4.3.3) gewonnen werden. Dazu muß die ganze Gleichung ν-1 mal nach t differenziert und t gleich t_j gesetzt werden. Differentiation der in Gl. (4.3.3) auftretenden Produkte $u_i u_{i+1}$ und $u_i u_{i-1}$ erfolgen nach der allgemeinen Formel,

$$\frac{d^{\nu-1} xy}{dt^{\nu-1}} = \sum_{n=0}^{\nu-1} \binom{\nu-1}{n} x^{(\nu-n-1)} y^{(n)} . \qquad (4.3.6)$$

Die ν-1-te Ableitung von Gl. (4.3.3) ist dann

$$u_{ij}^{(\nu)} = -\frac{1}{2\Delta x_i} \sum_{n=0}^{\nu-1} \binom{\nu-1}{n} u_{ij}^{(\nu-n-1)} \left(u_{i+1,j}^{(n)} - u_{i-1,j}^{(n)} \right) - \\ - \frac{1}{2(\Delta x_i)^3} \left[u_{i+2,j}^{(\nu-1)} - 2 u_{i+1,j}^{(\nu-1)} + 2 u_{i-1,j}^{(\nu-1)} - u_{i-2,j}^{(\nu-1)} \right] . \qquad (4.3.7)$$

Damit das Gleichungssystem gelöst werden kann, muß eine Anfangsbedingung gegeben sein. Wir nehmen an, daß u(x,0) bekannt sei. Das bedeutet,

$$u_{i,0}^{(0)} = \text{bekannt für alle } i \; . \qquad (4.3.8)$$

Eine Randbedingung für große x kann eingebaut werden, indem alle Ableitungen von u gleich Null gesetzt werden,

$$u_{ij}^{(\nu)} = 0 , \qquad i \geqq I \qquad (4.3.9)$$

Um zu zeigen, wie Gl. (4.3.7) in der Praxis angewendet wird, führen wir den ersten Zeitschritt aus. Nach Gl. (4.3.5) kann $u_{i,1}$ bestimmt werden, wenn die Konstanten $u_{i,o}^{(\nu)}$ bekannt sind. Um diese zu berechnen setzt man in Gl. (4.3.7) mit j=0 ein. Da $u_{i,o}^{(o)}$ gegeben ist, genügt es mit ν=1 anzufangen:

$$\underline{j=0}: \; u_{i,0}^{(1)} = -\frac{1}{2\Delta x_i} u_{i,0}^{(0)} \left(u_{i+1,0}^{(0)} - u_{i-1,0}^{(0)} \right) - \frac{1}{2(\Delta x_i)^3} \left[u_{i+2,0}^{(0)} - 2 u_{i+1,0}^{(0)} + 2 u_{i-1,0}^{(0)} - u_{i-2,0}^{(0)} \right] \qquad (4.3.10)$$

$$u_{i,0}^{(2)} = -\frac{1}{2\Delta x_i} \left[u_{i,0}^{(1)} \left(u_{i+1,0}^{(0)} - u_{i-1,0}^{(0)} \right) + u_{i,0}^{(0)} \left(u_{i+1,0}^{(1)} - u_{i-1,0}^{(1)} \right) \right] - \\ - \frac{1}{2(\Delta x)^3} \left[u_{i+2,0}^{(1)} - 2 u_{i+1,0}^{(1)} + 2 u_{i-1,0}^{(1)} - u_{i-2,0}^{(1)} \right] \qquad (4.3.11)$$

u.s.w.

Relation (4.3.10) gilt für alle i.

Auf diese Weise fährt man fort bis zu einem $\nu_{max.}=N$. In Gl. (4.3.10) ist die rechte Seite bekannt, da alle $u_{i,o}^{(o)}$ laut Gl. (4.3.8) gegeben sind. $u_{i,o}^{(1)}$ für alle i kann daher berechnet werden. In Gl. (4.3.11) sind wieder alle $u_{i,o}^{(o)}$ gegeben, während die $u_{i,o}^{(1)}$ in Gl. (4.3.10) berechnet wurden und daher ebenfalls bekannt sind. Da jede weitere Gleichung für $\nu=3,4,\dots,N$ nur Größen enthält, die in den vorangegangenen Schritten berechnet wurden, können alle Konstanten $u_{i,o}^{(\nu)}$ bestimmt werden. Eingesetzt in Gl. (4.3.5) ergeben sie u_i nach dem ersten Zeitschritt,

$$u_{i,1} = \sum_{\nu=0}^{N} \frac{(\Delta t_{j+1})^{\nu}}{\nu!} u_{i,o}^{(\nu)} = u_{i,1}^{(o)} . \qquad (4.3.12)$$

Beim nächsten Zeitschritt ist j=1. Die Gleichungen sind wieder dieselben wie vorher, nur daß der untere Index o überall durch 1 ersetzt wird, z.B.

$$\underline{j=1}: \quad u_{i,1}^{(1)} = -\frac{1}{2\Delta x_i} u_{i,1}^{(o)} \left(u_{i+1,1}^{(o)} - u_{i-1,1}^{(o)}\right) - \frac{1}{2(\Delta x_i)^3}\left[u_{i+2,1}^{(o)} - 2u_{i+1,1}^{(o)} + 2u_{i-1,1}^{(o)} - u_{i-2,1}^{(o)}\right] \qquad (4.3.13)$$

für alle i

und entsprechend für alle $\nu \leq N$. Alle Größen auf der rechten Seite von Gl. (4.3.13) sind wieder vom vorangegangenen Zeitschritt, Gl. (4.3.12), bekannt. Auf diese Weise läßt sich die x-Abhängigkeit des Solitons für jeden Zeitpunkt t_j berechnen.

5. Anwendungsbeispiele

Im folgenden werden 3 Anwendungsbeispiele beschrieben. Das erste behandelt die Datenfernübertragung mittels Solitonen in Glasfasern, das zweite beschreibt die Ableitung einer Solitongleichung für akustische Ionenwellen im Plasma, und im dritten wird eine mögliche Anwendung der Solitonentheorie auf die Erklärung des Kugelblitzphänomens besprochen.

5.1. Datenfernübertragung mittels Solitonen in Glasfasern

Der folgende Abschnitt basiert hauptsächlich auf der Publikation von Mollenauer und Mitarbeitern (6). Da diese Arbeit das Problem viel eingehender behandelt, als es hier möglich ist, soll an dieser Stelle nur das wesentliche wiedergegeben werden.

Am Anfang einer langen Glasfaser speist ein Solitonlaser Lichtpulse, deren Hüllkurve Solitonen sind, in die Faser ein. Solitonlaser sind besonders stabil, da sie die Formstabilität der Solitonen ausnutzen (7).

Die Leistung pro Laserpuls ist ungefähr 10mW. Die Lichtintensität in der Faser ist demnach 10 mW/A_{eff}, wobei A_{eff} die Fläche des effektiven Faserquerschnitts ist. Da der Faserdurchmesser nur einige μm beträgt, ist A_{eff} nur etwa 25×10^{-12} m^2. Die Intensität ist daher sehr hoch. Bei derart hohen Lichtintensitäten treten nichtlineare Effekte auf, da der Brechungsindex n einen normalerweise kleinen Term enthält, der proportional zur Lichtintensität I ist,

$$n = n_0 + n_2 I$$
$$n_2 = 3{,}2 \times 10^{-20}\ m^2/W . \qquad (5.1.1)$$

Die Intensität ist proportional zu $|u|^2$, dem Quadrat der Amplitude des Laserpulses. Auf diese Weise tritt ein nichtlinearer Term in der Gleichung auf, die die Amplitude des elektrischen Feldes beschreibt.

Diese Nichtlinearität ist sehr erwünscht. Jede Glasfaser besitzt nämlich die Eigenschaft der Absorption und der Dispersion. Ein normaler Lichtpuls in der Faser wird langsam absorbiert und zerfließt außerdem aufgrund der Dispersion. Wie aber in Kapitel 2 gezeigt wurde, kompensiert der nichtlineare Term die Dispersion und bewirkt die Bildung von formstabilen Solitonen.

Während die Dispersion nicht mehr ins Gewicht fällt, kann die Absorption nicht eliminiert werden. Es ist aber möglich, diejenige Wellenlänge des Lichts zu wählen, bei der die Absorption ein Minimum hat. Dies geschieht bei $\lambda \cong 1,5\ \mu m$, also im infraroten Bereich.

Die zeitliche Pulsbreite ist ungefähr 10^{-11}s. Seine räumliche Breite ist daher $10^{-11}\frac{c}{n} \cong 2$ mm. Das Soliton ist somit die Hüllkurve über $2\times10^{-3}/1,5\times10^{-6} = 1300$ Lichtwellen.

Durch die Absorption wird die Pulsintensität mit wachsender Distanz vom Laser immer schwächer und muß daher alle 50-100 km verstärkt werden. Dies kann mittels Raman Verstärkern geschehen, die einfach zu konstruieren sind und ein breites Spektrum besitzen, so daß mehrere Wellenlängen gleichzeitig verstärkt werden können. Man möchte nämlich in einer Faser mehr als einen Kanal unterbringen. Die Kanäle unterscheiden sich durch Wellenlängen, die um kleine Beträge voneinander differieren. Die Zahl der möglichen Kanäle pro Faser wird auf etwa 20 geschätzt. Alle Kanäle in einer Faser können von einem einzigen Raman Verstärker regeneriert werden.

Die Bitrate ist natürlich auch bei der Verwendung von Solitonen durch verschiedene Umstände limitiert. Der Abstand zwischen zwei Solitonen im gleichen Kanal muß groß genug sein, um ein Überlappen zu verhindern. Spontane Emission und eine leichte Frequenzverschiebung, die vom Ramaneffekt herrühren, sind weitere begrenzende Faktoren.

Solitonen in benachbarten Kanälen haben leicht unterschiedliche Geschwindigkeiten, weil diese schwach von der Wellenlänge abhängen. Ein reines Soliton pflanzt sich nach einer Kollision formstabil und mit unveränderter Geschwindigkeit fort, wie in Kapitel 2 gezeigt wurde (vergl. Gl. (2.3.2) und (2.3.3)). Das Soliton in einer absorbierenden Glasfaser mit periodischer Verstärkung ist aber kein reines Soliton mehr und ändert seine Geschwindigkeit nach einer Kollision um einen kleinen Betrag. Die dadurch bewirkten Verschiebungen in den Ankunftszeiten stellen einen Faktor dar, der ebenfalls zur Beschränkung der Bitrate beiträgt.

Trotz der verschiedenen Limitationen ist die Bitrate, die gesendet werden kann, noch immer sehr hoch. Multipliziert man sie mit der Entfernung zwischen 2 Verstärkerstationen, so ergibt sich eine Zahl von rund 300 TerraBit-km/s, oder 3×10^{14} Bit-km/s. Das ist immerhin um 3 Größenordnungen mehr als bei konventioneller

Technologie.

Um die Gleichungen abzuleiten, die den ganzen Vorgang beschreiben, betrachtet man zuerst eine Fourierkomponente der Hüllkurve, die das Soliton darstellt,

$$u(x,t) = u_0 e^{i(k-k_0)t - i(\omega-\omega_0)t} . \qquad (5.1.2)$$

k_0 ist eine zentrale Wellenzahl und ω_0 eine zentrale Frequenz.

Die Wellenzahl k hängt immer über eine Dispersionsrelation von ω ab, wie z.B. in Gl. (2.2.6). Man entwickelt k daher in eine Taylorreihe um ω_0 und bricht nach dem quadratischen Glied ab. Das Resultat ist,

$$k = k_0(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2} k_0''(\omega-\omega_0)^2 + \alpha_0 P_0 |u|^2 , \quad k_0' = \left(\frac{dk}{d\omega}\right)_0 . \qquad (5.1.3)$$

Der letzte Term in dieser Gleichung ist ungefähr von der gleichen Größenordnung wie der quadratische Term in der Taylorreihe. Wie gleich gezeigt wird, entsteht er durch die Nichtlinearität im Brechungsindex. $P_0 \cong 10$ mW ist die maximale Leistung im Laserpuls.

Eine ganz ähnliche Taylorentwicklung gilt auch für den Brechungsindex, Gl. (5.1.1),

$$n(\omega) = n_0 + \frac{\partial n_0}{\partial \omega_0}(\omega-\omega_0) + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 n_0}{\partial \omega_0}(\omega-\omega_0)^2 + n_e \frac{P_0|u|^2}{A_{eff}} . \qquad (5.1.4)$$

Benutzt man die Relation

$$\begin{aligned} k &= \frac{1}{c} n(\omega)\omega \\ &= \frac{1}{c} n(\omega)[\omega_0 + (\omega-\omega_0)] , \end{aligned} \qquad (5.1.5)$$

setzt für $n(\omega)$ aus Gl. (5.1.4) ein und verwandelt die Ableitungen nach ω_0 in solche nach λ_0 so ergibt sich für Gl. (5.1.5) bis zu Termen in $(\omega-\omega_0)^2$, mit $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}$ und $k_0 = \frac{1}{c} n_0\omega_0$,

$$k = k_0 + \frac{n_0}{c}\left(1 - \frac{\lambda_0}{n_0}\frac{\partial n_0}{\partial \lambda_0}\right)(\omega-\omega_0) + \frac{\lambda_0^3}{4\pi c}\frac{\partial^2 n_0}{\partial \lambda_0^2}(\omega-\omega_0)^2 + \frac{\omega_0 n_2 P_0}{c A_{eff}}|u|^2 . \qquad (5.1.6)$$

Durch Vergleich mit Gl. (5.1.3) leitet man folgende Formeln für k_0', k_0'' und α_0 ab:

$$k_0' = \frac{n_0}{c}\left(1 - \frac{\lambda_0}{n_0}\frac{\partial n_0}{\partial \lambda_0}\right), \quad \text{inverse Gruppengeschwindigkeit}$$

$$k_0'' = \frac{\lambda_0^3}{2\pi c^2}\frac{\partial^2 n_0}{\partial \lambda_0^2} = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} D_0 < 0 \tag{5.1.7}$$

$$D_0 = \frac{\lambda_0}{c}\frac{\partial^2 n_0}{\partial \lambda_0^2} \quad \text{Dispersionskoeffizient}$$

$$\alpha_0 = \frac{2\pi n_e}{\lambda_0 A_{eff}}$$

Die effektive statt der tatsächlichen Querschnittsfläche wird benötigt, weil der Brechungsindex der Faser in radialer Richtung nicht konstant ist. A_{eff} entspricht einer Mittellung über den Faserquerschnitt mit der Intensität I als Gewichtsfunktion,

$$A_{eff} = \frac{\left(\int I\, dA\right)^2}{\int I^2 dA} \cong 2.5 \times 10^{-12}\, m^2 . \tag{5.1.8}$$

Bisher ist nur die Dispersionsrelation besprochen worden. Als nächstes suchen wir die partielle Differentialgleichung, die zu dieser Relation Anlaß gibt. Wenn Gl. (5.1.2) in diese noch unbekannte Gleichung eingesetzt wird, muß Gl. (5.1.3) entstehen. Es ist nicht schwer die gesuchte Gleichung zu finden, sie lautet

$$-i\, u_x = i k_0' u_t - \frac{1}{2} k_0'' u_{tt} + \alpha_0 P_0 |u|^2 u , \tag{5.1.9}$$

wovon man sich durch Einsetzen von Gl. (5.1.2) leicht überzeugen kann. u ist eine komplexe Amplitude, so daß $|u|^2=uu^*$ ist. Diese Ableitung der Gleichung ist zwar nicht sehr physikalisch, liefert aber das richtige Resultat. Physikalische Ableitungen sind in der Literatur vorhanden, z.B. in Ref. (B3), sind aber sehr kompliziert. Die Funktion u(x,t) ist proportional zur Amplitude des umhüllenden elektrischen Feldes des Solitons.

Gleichung (5.1.9) ist vom Typ der nichtlinearen Schrödinger Gleichung (1.3c), so daß u(x,t) eindeutig ein Soliton beschreibt. Die Lösung ist

$$u(x,t) = \frac{e^{\frac{i}{2}\alpha_0 P_0 x}}{\cosh\sqrt{\frac{\alpha_0 P_0}{|k_0''|}}\,(t - k_0' x)} . \tag{5.1.10}$$

Es ist günstig, Gleichung und Lösung dimensionslos zu machen. Dazu definiert man folgende Konstanten,

$$x_0 = \frac{1}{\alpha_0 P_0}$$
$$t_0 = \sqrt{\frac{|k_0''|}{\alpha_0 P_0}} \quad , \qquad (5.1.11)$$

aus denen die Relation

$$\frac{x_0}{t_0^2} = \frac{1}{|k_0''|} \qquad (5.1.12)$$

folgt. Man transformiert jetzt zu neuen Variablen

$$s = \frac{t - k_0' x}{t_0}$$
$$\xi = \frac{x}{x_0} \quad . \qquad (5.1.13)$$

Setzt man Gl. (5.1.11) und (5.1.13) in Gl. (5.1.9) ein, so nimmt sie folgende Gestalt an,

$$-i \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u \qquad (5.1.14)$$

mit der Lösung

$$u(\xi, s) = \frac{e^{\frac{i}{2}\xi}}{\cosh s} \quad . \qquad (5.1.15)$$

Gleichung (5.1.14) ist die klassische nichtlineare Schrödinger Gleichung (1.3c). Ihre Lösung, Gl. (5.1.15), ist identisch mit Gl. (5.1.10) unter Verwendung dimensionsloser Koordinaten.

Wie bereits erwähnt, kann die Absorption der Faser über große Distanzen nicht vernachlässigt werden. Um sie zu kompensieren wird in regelmäßigen Abständen Leistung aus dem Ramanspektrum in die Faser hineingepumpt. Diese beiden Effekte sind in Gl. (5.1.14) nicht enthalten und müssen daher nachträglich eingeführt werden. Das geschieht indem man schreibt,

$$-i \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial s^2} + |u|^2 u - i\Gamma(\xi) u$$
$$\Gamma(\xi) = \frac{x_0}{2} \left[-\beta_a + \beta_v(L, \xi) \right] . \qquad (5.1.16)$$

L ist der Abstand zwischen Verstärkerstationen.

Der erste Term in eckigen Klammern ist der Absorptionskoeffizient,

$$\beta_a = 4{,}2 \times 10^{-5}\ m^{-1}\ .$$

Wäre er allein anwesend, könnte Gl. (5.1.16) noch analytisch gelöst werden. Das Resultat wäre

$$u(\xi, s) = \frac{e^{i\frac{\xi}{2} - \frac{\xi}{2} x_0 \beta_a}}{\cosh s}\ . \qquad (5.1.17)$$

Die Solitonamplitude würde exponentiell abfallen.

Der zweite Koeffizient, β_V, beschreibt die von den Verstärkern eingespeiste Leistung. Da sie in beiden Richtungen vom Verstärker exponentiell abnimmt, enthält β_V zwei Exponenten, nämlich $e^{-\beta_R x}$ und $e^{-\beta_R (L-x)}$. β_R ist der Raman Verlustkoeffizient,

$$\beta_R = 6{,}7 \times 10^{-5}\ m^{-1}\ .$$

Die Ramanverstärkung wird so eingestellt, daß die Intensität an der Position eines jeden Verstärkers die gleiche ist. Die Formel für β_V ist dann

$$\beta_V(L,\xi) = \frac{\beta_a \beta_R L}{2 \sinh \frac{\beta_R L}{2}} \cosh x_0 \beta_R \left(\xi - \frac{L}{2x_0}\right)\ . \qquad (5.1.18)$$

Die komplizierte Form von $\Gamma(\xi)$ verunmöglicht eine analytische Lösung von Gl. (5.1.16). Numerische Rechnungen haben aber gezeigt, daß die Formstabilität der Solitonen von Verstärker zu Verstärker erhalten bleibt. Das gleiche gilt für die Stabilität nach einer Kollision, lediglich die Geschwindigkeiten ändern sich, wie erwähnt, um einen kleinen Betrag.

Abbildung 8 zeigt das Resultat einer numerischen Berechnung der Intensität nach Mollenauer (7), mit x_0=25.5 km und L=40 km. Man erkennt, daß die Intensität zuerst abfällt, dann wieder zunimmt bis sie um soviel höher ist als sie in der ersten Hälfte tiefer war und am zweiten Verstärker wieder ihre Anfangshöhe erreicht.

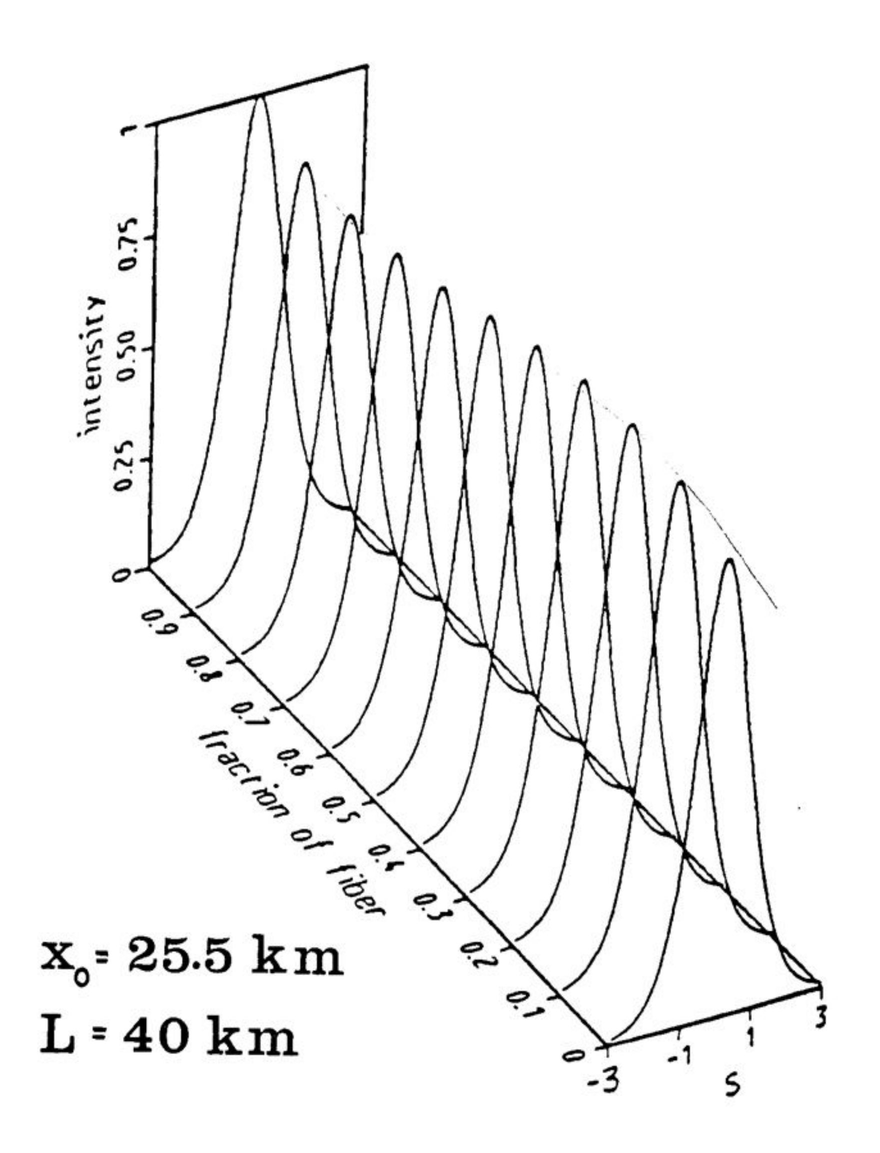

intensity
0
0.25
0.50
0.75
1
fraction of fiber
0.9
0.8
0.7
0.6
0.5
0.4
0.3
0.2
0.1
0
-3
-1
1
3
s
x_0 = 25.5 km
L = 40 km

Abb. 8

4.2. Akustische Ionenwellen im Plasma

Bei diesem Problem handelt es sich um niederfrequente Schwingungen der Ionen im Plasma, ausgelöst durch eine elektrische Welle. Die Ionen beschreiben Oszillationen um die Ionenplasmafrequenz, einer charakteristischen Plasmagröße, und die Elektronen folgen nach und sorgen für ungefähre lokale Ladungsneutralität. Die Annahme strenger lokaler Ladungsneutralität wird nicht gemacht, weil das zu Schockwellen führen würde. Die nachfolgenden Ausführungen sind größtenteils Ref. (B3)entnommen.

Die Gleichungen, die das System beschreiben, sind

$\frac{\partial n_i}{\partial t'} + \nabla' \cdot n_i \vec{v}_i = 0$ Kontinuitätsgleichung der Ionen (5.2.1a)

$\frac{\partial n_e'}{\partial t'} + \nabla' \cdot n_e' \vec{v}_e = 0$ Kontinuitätsgleichung der Elektronen (5.2.1b)

$n_i m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt'} = Z e n_i \vec{E}' - \nabla' p_i$ Bewegungsgleichung der Ionen (5.2.1c)

$n_e' m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt'} = -e n_e' \vec{E}' - \nabla' p_e$ Bewegungsgleichung der Elektronen (5.2.1d)

$\nabla' \cdot \vec{E}' = e(Z n_i - n_e')$ Maxwellsche Gleichung (5.2.1e)

$\vec{j} = e(Z n_i \vec{v} - n_e' \vec{v}_e)$ Stromdichte (5.2.1f)

$p_i = n_i k T_i$ Druck der Ionen (5.2.1g)

$p_e = n_e' k T_e$ Druck der Elektronen (5.2.1h)

In diesen Gleichungen sind

n_i = Ionendichte

n_e' = Elektronendichte

$\vec{v}_i$ = Ionengeschwindigkeit (5.2.2)

$\vec{v}_e$ = Elektronengeschwindigkeit

$\vec{E}'$ = elektrisches Feld .

Von den Indizes bezieht sich i immer auf Ionen und e immer auf Elektronen. Die gestrichenen Größen werden später in solche mit gleicher Bezeichnung aber ohne Strich umgewandelt.

Der erste Schritt besteht darin, $p_i=0$ zu setzen, da T_i der großen Ionenmasse wegen viel kleiner als T_e ist. Als zweites setzt man auch $\vec{j}=0$, da die Elektronen den Ionen folgen und daher kein Nettostrom auftreten kann. Folglich ist

$$Z n_i \vec{v}_i - n'_e \vec{v}_e = 0 . \tag{5.2.3}$$

Differenziert man Gl. (5.2.3) nach t', so können zwei Ableitungen mit Hilfe von Gl. (5.2.1c) und (5.2.1d) eliminiert werden. Multipliziert man durch mit m_e, so ergibt sich die Gleichung

$$m_e \left(Z \vec{v}_i \frac{dn_i}{dt'} - \vec{v}_e \frac{dn'_e}{dt'} \right) + \frac{m_e}{m_i} Z^2 e n_i \vec{E}' + e n'_e \vec{E}' + \nabla' p_e = 0 . \tag{5.2.4}$$

Da $m_e/m_i \ll 1$ ist, kann der Term in Gl. (5.2.4), der proportional zu diesem Faktor ist, vernachlässigt werden. Der Ausdruck in Klammern ist ebenfalls vernachlässigbar, wenn ausnahmsweise lokale Ladungsneutralität,

$$Z n_i = n_e \tag{5.2.5}$$

vorausgesetzt wird. Setzt man diese Gleichung in Gl. (5.2.3) ein, so findet man $\vec{v}_i=\vec{v}_e$. Mit dieser Relation und Gl. (5.2.5) verschwindet der Term in Klammern. Gleichung (5.2.4) reduziert sich daher zu dem Ausdruck,

$$\vec{E}' + \frac{1}{e n'_e} \nabla' p_e = 0 , \tag{5.2.6}$$

der von jetzt ab Gl. (5.2.1d) ersetzt.

Mit den folgenden Ansätzen werden die Gleichungen dimensionslos gemacht:

$$x' = Lx,\quad t' = \frac{1}{\omega_0}t,\quad E' = \frac{kT_e}{eL}E,\quad n_i = n_0 n,\quad n_e' = Z n_0 n_e,\quad v_i = \omega_0 L u$$

$$L = \sqrt{\frac{k\,T_e}{e^2 Z n_0}} \qquad \text{Debye Länge} \tag{5.2.7}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{e^2 Z^2 n_0}{m_i}} \qquad \text{Ionenplasmafrequenz.}$$

L und ω_0 sind charakteristische Größen in der Plasmaphysik. Mit diesen Transformationen nehmen die 4 Gleichungen (5.2.1a), (5.2.1c), (5.2.1e) und (5.2.6) in eindimensionaler Geometrie folgende dimensionslose Form an,

$$\begin{aligned} &\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n u) = 0 \\ &\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = E \\ &E + \frac{1}{n_e}\frac{\partial n_e}{\partial x} = 0 \\ &\frac{\partial E}{\partial x} = n - n_e\,. \end{aligned} \tag{5.2.8}$$

Wenn

$$E' \sim e^{i(k'x' - \omega' t')} \tag{5.2.9}$$

eine Fourierkomponente des elektrischen Feldes ist, kann man dafür mit k=k'L, $\omega = \frac{\omega'}{\omega_0}$

$$E \sim e^{i(kx - \omega t)} \tag{5.2.10}$$

schreiben. Eine Transformation zu neuen Variablen

$$\begin{aligned} &\xi = \omega(x - t) \\ &\eta = \omega^3 x \end{aligned} \tag{5.2.11}$$

erweist sich in diesem Zusammenhang als günstig. Eingesetzt in Gl. (5.2.8) ergeben sie folgendes Gleichungssystem:

$$
\begin{aligned}
-\frac{\partial n}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \xi}(n u) + \omega^2 \frac{\partial}{\partial \eta}(n u) &= 0 \\
-\omega \frac{\partial u}{\partial \xi} + \omega u \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} + \omega^2 \frac{\partial u}{\partial \eta} \right) &= E \\
\omega \frac{\partial n_e}{\partial \xi} + \omega^3 \frac{\partial n_e}{\partial \eta} &= -n_e E \\
\omega \frac{\partial E}{\partial \xi} + \omega^3 \frac{\partial E}{\partial \eta} &= n - n_e \,.
\end{aligned}
\tag{5.2.12}
$$

Eine konsistente Entwicklung in eine Perturbationsreihe ist

$$
\begin{aligned}
n &= 1 + \omega^2 n^{(1)} + \omega^4 n^{(2)} + \cdots \\
n_e &= 1 + \omega^2 n_e^{(1)} + \omega^4 n_e^{(2)} + \cdots \\
u &= \omega^2 u^{(1)} + \omega^4 u^{(2)} + \cdots \\
E &= \omega^3 E^{(1)} + \omega^5 E^{(2)} + \cdots \quad .
\end{aligned}
\tag{5.2.13}
$$

Da $\omega = \omega'/\omega_0$ eine kleine Zahl ist, erscheint ihre Verwendung als Entwicklungsparameter gerechtfertigt.

Man geht jetzt wie üblich vor und setzt Gl. (5.2.13) in Gl. (5.2.12) ein. Durch Abgleichen der Koeffizienten gleicher Potenzen von ω entstehen Gleichungssysteme verschiedener Ordnung. Für unsere Zwecke genügen die Gleichungen erster und zweiter Ordnung,

1. Ordnung:

$$\frac{\partial n^{(1)}}{\partial \xi} - \frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} = 0 \tag{5.2.14a}$$

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} = \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \xi} = -E^{(1)} \tag{5.2.14b}$$

$$n^{(1)} = n_e \tag{5.2.14c}$$

2. Ordnung:

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \xi}\left(n^{(1)} u^{(1)} + u^{(2)}\right) - \frac{\partial n^{(2)}}{\partial \xi} = 0 \tag{5.2.15a}$$

$$\frac{\partial u^{(2)}}{\partial \xi} - u^{(1)} \frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} = -E^{(2)} \tag{5.2.15b}$$

$$\frac{\partial n_e^{(2)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \eta} = -n_e^{(1)} E^{(1)} - E^{(2)} \tag{5.2.15c}$$

$$\frac{\partial E^{(1)}}{\partial \xi} = n^{(2)} - n_e^{(2)} \,. \tag{5.2.15d}$$

Das Ziel ist, aus diesen Gleichungen eine einzige abzuleiten, die nur $u^{(1)}$ enthält. Aus Gl. (5.2.14a) geht $n^{(1)}=u^{(1)}$ hervor. Da aber eine Funktion von η dabei vernachlässigt wird, läßt sich dieses Ergebnis in der weiteren Ableitung nicht verwenden.

Die Reduktion des Gleichungssystems zu einer einzigen Gleichung in $u^{(1)}$ erfolgt in mehreren Schritten, die kurz aufgezählt werden. Möglicherweise kann man das Ziel auch in weniger Schritten erreichen.

Aus Gl. (5.2.15a),

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + n^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + u^{(1)}\frac{\partial n^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial u^{(2)}}{\partial \xi} - \frac{\partial n^{(2)}}{\partial \xi} = 0. \qquad (5.2.16)$$

Einsetzen von $\frac{\partial u^{(2)}}{\partial \xi}$ aus Gl. (4.2.15b),

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + n^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + u^{(1)}\frac{\partial n^{(1)}}{\partial \xi} + u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} - E^{(2)} - \frac{\partial n^{(2)}}{\partial \xi} = 0. \qquad (5.2.17)$$

Daraus wird, unter Benutzung von Gl. (5.2.14a) und (5.2.14c),

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + 2u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + n_e^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} - E^{(2)} - \frac{\partial n^{(2)}}{\partial \xi} = 0. \qquad (5.2.18)$$

Differentiation von Gl. (5.2.15d),

$$\frac{\partial n^{(2)}}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 E^{(1)}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial n_e^{(2)}}{\partial \xi}. \qquad (5.2.19)$$

Aus Gl. (5.2.15c),

$$E^{(2)} = -\frac{\partial n_e^{(2)}}{\partial \xi} - \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \eta} - n_e^{(1)} E^{(1)}. \qquad (5.2.20)$$

Einsetzen von Gl. (5.2.19) und (5.2.20) in Gl. (5.2.18),

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + 2u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + n_e^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \eta} + n_e^{(1)} E^{(1)} - \frac{\partial^2 E^{(1)}}{\partial \xi^2} = 0. \qquad (5.2.21)$$

Aus Gl. (5.2.14b),

$$E^{(1)} = -\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi}, \qquad \frac{\partial^2 E^{(1)}}{\partial \xi^2} = -\frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial \xi^3}. \qquad (5.2.22)$$

Einsetzen in Gl. (5.2.21),

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \eta} + 2u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial \xi} + \frac{\partial n_e^{(1)}}{\partial \eta} + \frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial \xi^3} = 0. \qquad (5.2.23)$$

Differentiation von Gl. (5.2.23) nach ξ,

$$\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial\xi\partial\eta} + 2\frac{\partial}{\partial\xi}\left[u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\xi}\right] + \frac{\partial^2 n_e^{(1)}}{\partial\xi\partial\eta} + \frac{\partial}{\partial\xi}\frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial\xi^3} = 0. \qquad (5.2.24)$$

Aus Gl. (5.2.14b),

$$\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial\xi\partial\eta} = \frac{\partial^2 n_e^{(1)}}{\partial\xi\partial\eta} . \qquad (5.2.25)$$

Damit kann man für Gl. (5.2.24) schreiben,

$$\frac{\partial}{\partial\xi}\left[\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\eta} + u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial\xi^3}\right] = 0$$

oder

$$\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\eta} + u^{(1)}\frac{\partial u^{(1)}}{\partial\xi} + \frac{1}{2}\frac{\partial^3 u^{(1)}}{\partial\xi^3} = 0 . \qquad (5.2.26)$$

Das ist bis auf eine geringfügige Transformation die KdV-Gleichung. Setzt man

$$\eta = 2\tau , \qquad u^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}u , \qquad (5.2.27)$$

so erhält man aus Gl. (5.2.26) die übliche Form der KdV-Gleichung,

$$\frac{\partial u}{\partial\eta} + u\frac{\partial u}{\partial\xi} + \frac{\partial^3 u}{\partial\xi^3} = 0 . \qquad (5.2.28)$$

Das endgültige Resultat bis zu Größen erster Ordnung ist

$$n^{(1)} = n_e^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}}u$$
$$E^{(1)} = -\frac{1}{\sqrt{2}}\frac{\partial u}{\partial\xi} . \qquad (5.2.29)$$

Wenn das Resultat $n^{(1)}=n_e^{(1)}=u^{(1)}$ in der Ableitung von Gl. (5.2.26) verwendet wird, läßt sich diese Gleichung in bedeutend weniger Schritten gewinnen.

5.3. Kugelblitztheorie

In diesem Kapitel wird ein Phänomen besprochen, an dem der Autor im Auftrag von MBB eine zeitlang gearbeitet hat. Die Untersuchung ist noch nicht abgeschlossen, so daß bisher keine greifbaren Resultate vorliegen. Einige der Probleme sollen hier erläutert werden. Es ist zu hoffen, daß die Arbeit zu einem späteren Zeitpunkt wieder aufgenommen werden kann.

Einige der wichtigsten Eigenschaften von Kugelblitzen sind in der nachfolgenden Liste zusammengestellt.

Durchmesser

Der Durchmesser variiert zwischen 1cm und 150cm mit einem Häufigkeitsmaximum bei ungefähr 20cm.

Lebensdauer

Lebensdauern von 1s bis zu ca. 2 Minuten sind beobachtet worden. Das Häufigkeitsmaximum liegt bei etwa 5-10s.

Leuchtkraft

Die Leuchtkraft variiert von kaum sichtbar bis zu blendend hell, mit einem Häufigkeitsmaximum bei einer Helligkeit, die ungefähr einer 60-Watt Lampe entspricht.

Energiedichte

Es war verschiedentlich möglich, den Energiegehalt eines Kugelblitzes abzuschätzen. Die Resultate sind nicht allzu zuverlässig und schwanken zwischen $2 \times 10^{-3} J/cm^3$ und $2 \times 10^{2} J/cm^3$.

Elektrische Eigenschaften

Elektrische Schläge, die von Beobachtern verspürt worden sind, sowie andere Anzeichen deuten auf eine elektrische Ladung des Kugelblitzes hin.

Verlöschen

Kugelblitze können ihr Dasein entweder lautlos oder mit einer lautstarken Explosion beenden, die unter Umständen Schaden anrichten kann.

Die markanteste Eigenschaft von Kugelblitzen ist ihre lange Lebensdauer, verbunden mit starker Leuchtkraft. Theorien, die die Lebensdauer erklären, gibt es in großer Zahl. Die meisten vermuten,

daß Kugelblitze ionisierte Luftvolumen bilden. Diese Annahme ist tatsächlich die wahrscheinlichste, obwohl keine der Theorien, die bis jetzt aufgestellt wurden, eine adäquate Erklärung für das Phänomen geliefert hat.

Wenn der Kugelblitz ein Plasma ist, muß die Frage beantwortet werden, warum Ionen und Elektronen nicht innerhalb einer Zeitspanne von 10^{-2}-10^{-7}s rekombinieren, was sie normalerweise tun würden. Es muß daher ein Mechanismus vorhanden sein, der die Rekombination entweder verhindert, oder die Ionisation laufend erneuert.

Das Modell, das hier besprochen werden soll, basiert auf der Annahme, daß ein Soliton im ionisierten Volumen des Kugelblitzes zwischen dem Zentrum und einer Randzone oszillert.

In der Randzone eines Kugelblitzes bestehen starke Gradienten in der Temperatur, der Ionisation und der Teilchendichte. Wenn das Soliton vom Zentrum nach außen läuft, muß es an dieser Zone reflektiert werden. Ob es das wirklich tut, kann allerdings erst die Rechnung zeigen. Nach der Reflektion läuft das Soliton ins Innere zurück. Dort wird es abermals reflektiert und läuft zur Randzone, u.s.w.

Eine interessante numerische Studie wurde von Bogolubsky und Makhankov (8) anhand der sogn. Phi-4-Gleichung

$$u_{rr} + \frac{2}{r} u_r - u_{tt} = -u + u^3 \qquad (5.3.1)$$

in sphärischer Geometrie durchgeführt. In ebener Geometrie würde der $\frac{2}{r}\, u_r$-Term wegfallen und man hätte eine nichtlineare Klein-Gordon Gleichung, die Solitonlösungen hat. Mit dem $\frac{2}{r}\, u_r$-Term ist die Gleichung nicht mehr analytisch lösbar.

Bei einer Anfangsverteilung

$$u(r,0) = \tanh \frac{1}{\sqrt{2}}(r - R) \quad , \quad R \gg 1 \qquad (5.3.2)$$

lief der Soliton-ähnliche Puls zuerst gegen das Zentrum. Dort erfolgten heftige Oszillationen, worauf der Puls wieder nach außen lief, bis die Anfangsverteilung fast wieder erreicht war. Etwas Energie wurde dabei abgestrahlt. Dann kehrte der Puls um und lief wieder ins Innere. Nach vielen Oszillationen, bei denen immer etwas Energie verloren ging, brach der Puls mit einem letzten Strahlenblitz zusammen.

Die "Pulson" genannte Lösung von Gl. (5.3.1) zeigt, daß radial oszillierende Lösungen nichtlinearer Gleichungen möglich sind. Die Oszillationen und das Ende erinnern an die Lebensdauer und das oft explosionsartige Verlöschen von Kugelblitzen.

Die Solitonwelle im Kugelblitz bewirkt, je nach Stärke, eine gewisse direkte Ionisation der Plasmateilchen. Ihre Hauptaufgabe ist aber wohl, die Elektronen zu beschleunigen. Diese kollidieren mit den Atomen und Molekülen der Luft und regen sie an oder ionisieren sie.

Im Innern des Kugelblitzes besteht eine leichte lokale Ladungstrennung, wodurch sich ein ambipolares Potential entwickelt, das die Kugelform des Plasmas verursacht. Um das ganze Gebilde im Gleichgewicht zu halten, muß der kombinierte Druck der Felder und des Plasmas gleich dem Außendruck der Luft sein. Ist der Innendruck größer oder kleiner, so dehnt sich der Kugelblitz entweder aus oder er zieht sich zusammen, bis ein Gleichgewicht erreicht ist. Das könnte evtl. die Existenz großer und kleiner Kugelblitze erklären.

Das Soliton verliert Energie durch Abstrahlung und durch Beschleunigung von Elektronen. Andererseits gewinnt es Energie von Elektronen, die von ihm abgebremst werden. Die Rechnung muß zeigen, wie weit der Energiegewinn den Verlust decken kann. Von diesem Ergebnis hängt die Lebensdauer des Plasmas ab.

Bei den im Plasma vorhandenen Teilchen beschränken wir uns auf

$$O,\ N,\ O_2,\ N_2,\ NO,\ \text{Elektronen.}$$

Dazu kommt noch die Strahlung. NO ist in der Spur eines Kugelblitzes nachgewiesen worden, möglicherweise kommt es aber nur in der Randzone vor. Die Atome sollten in allen Anregungs- und Ionisationszuständen vorhanden sein, und auch die Ionen sollten sich in allen Anregungszuständen befinden. Dies kompliziert zwar das Problem, aber Anregungszustände sind wichtig, weil angeregte Atome leichter zu ionisieren sind als solche im Grundzustand.

Auch die Strahlung muß berücksichtigt werden, denn sie stellt den Hauptenergieverlust dar und übt daher einen wichtigen Einfluß auf die Lebensdauer des Kugelblitzes aus. Derjenige Teil der Strahlung, der Niveauübergängen von angeregten Teilchen entspricht, kann von anderen Teilchen des gleichen Typs wieder absorbiert werden.

Die Strahlung aus dem Innern dringt daher mit beträchtlicher Verzögerung an die Oberfläche und nach außen. Dieser Effekt ist tatsächlich nachgewiesen worden (9) und kann eine Verringerung der Energieabstrahlung um schätzungsweise einen Faktor 10^3 bewirken (10)

Die Temperatur des Kugelblitzes kann nicht sehr hoch sein, denn die meisten Zeugen empfinden keine Hitze, selbst wenn der Kugelblitz ihnen sehr nahe kommt. Wenn die Temperatur 2-3000 K nicht übersteigt, kann die Ionisation kein Temperatureffekt sein, denn 3000 K entsprechen nur gerade 0.26 eV, während selbst die molekularen Bindungsenergien mehrere eV betragen. Die Ionisation muß daher zum größten Teil von der Solitonwelle und zu einem kleineren Teil von der Strahlung herrühren.

Da das Plasma ein Gas ist, werden seine einzelnen Komponenten durch Boltzmanngleichungen beschrieben. Streng genommen, müßte eine Boltzmanngleichung für jeden Anregungszustand eines jeden Atoms und Ions angesetzt werden. Praktisch ist das natürlich unmöglich. Man muß daher versuchen, die Zahl der angeregten Zustände abzuschätzen. Für die Zustände, die durch rein thermische Kollisionen angeregt werden, kann das durch Annahme eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts geschehen. Der Gesmatformalismus muß dieses lokale Gleichgewicht liefern. Die von den beschleunigten Elektronen angeregten Zustände und Ionisationen müssen auf andere Weise abgeschätzt werden.

Es ist sicher berechtigt anzunehmen, daß es nur eine begrenzte Zahl von räumlichen Verteilungen gibt, nämlich die der Atome, der Moleküle, der Ionen und der Elektronen. Teilchen im angeregten Zustand haben die gleiche Verteilung wie die im Grundzustand. Durch diese Annahme reduziert sich die Zahl der Boltzmanngleichungen beträchtlich. Dazu kommt noch eine Strahlentransportgleichung und die relevanten Maxwellschen Gleichungen, die das Soliton beschreiben

Das Gleichungssystem kann bestimmt nicht analytisch gelöst werden, denn das war schon bei der reinen Pulsongleichung (5.3.1) in Kugelgeometrie nicht möglich. Um numerisch rechnen zu können, muß das Kugelvolumen in ein zentrales Volumen, umgeben von konzentrischen Kugelschalen unterteilt werden. In der Randzone sollten die Kugelschalen etwas dichter liegen als im Innern.

Diese Unterteilung kommt auch der Physik in gewisser Hinsicht entgegen. Wir wissen, daß die Temperatur nicht konstant sein kann,

da sie innen hoch und außen tief ist. Das bedeutet, daß kein globales sondern nur lokales thermodynamisches Gleichgewicht vorausgesetzt werden darf. Durch Unterteilung des Kugelvolumens kann in jeder Kugelschale thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden was dann die Abschätzung der angeregten Zustände ermöglicht, soweit sie thermischen Ursprungs sind. Wenn eine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung in jeder Zone herrscht, kann die Boltzmanngleichung über alle Geschwindigkeiten integriert werden und ergibt Gleichungen vom Typ (5.2.1), die einfacher sind, allerdings auch weniger Information enthalten.

Die Absorption und Reemission von Licht in einem Plasma mit angeregten Zuständen ist in einer Arbeit von Holstein (11) untersucht worden. Auch hier müssen voraussichtlich Abschätzungen vorgenommen werden.

Der Nachteil einer Unterteilung des Kugelvolumens in Unterzonen ist die große Zahl der Gleichungen, die daraus resultiert. Andererseits muß damit gerechnet werden, daß ein inhärent kompliziertes Phänomen wie der Kugelblitz ohne beträchtlichen Aufwand nicht lösbar sein dürfte. Fast alle veröffentlichten Arbeiten über das Thema begnügen sich mit Abschätzungen, unterstützt von Rechnungen. Die Erfahrung lehrt aber, daß Abschätzungen in diesem Fall nicht ausreichen um eine akzeptable Erklärung zu liefern.

Literatur

Artikel

(1) J. S. Russel, Report on Waters, British Association Reports (1844)

(2) N.J. Zabusky and M.D. Kruskal, Phys. Rev. 15, 240-243 (1965)

(3) C.S. Gardner, J.M. Greene, M.D. Kruskal, R.M. Miura, Phys. Rev. Lett. 19, 1095 (1967)

(4) Vergl. Kurve in der Einleitung von (B4)

(5) S.Z. Agranovich and V.A. Marchenko, The Inverse Problem of Scattering Theory, Gordon and Breach, N.Y. 1964

(6) L.F. Mollenauer, J.P. Gordon, M.N. Islam, IEEE J. Quant. 22, 157-173 (1986)

(7) F.M. Mitschke, Laser u. Optoel. Nr. 4, 393-400 (1987)

(8) I.L. Bogolubsky and V.G. Makhankov, JETP Lett. 25, 107-110 (1976 oder 1977)

(9) M.N. Zemansky, Phys. Rev. 29, 513 (1927)

(10) F. Winterberg, Z. f. Meteorologie 28, 263-269(1978)

(11) T. Holstein, Phys. Rev. 72, 1212 (1947) und 83, 1159 (1951)

Bücher

(B1) Solitons, R.K. Bullough and P.J. Caudrey editors, Springer Verlag, Berlin 1980

(B2) Solitons and Nonlinear Wave Equations, P.K. Dodd et al. editors, Academic Press, London 1982

(B3) Elements of Soliton Theory, G.L. Lamb, Jr., J. Wiley & Sons, N.Y. 1980

(B4) Solitons in Action, K. Lonngren and A. Scott editors, Academic Press, N.Y. 1978

(B5) Solitons, G. Eilenberger, Springer Verlag, Berlin 1983

(B6) Nonlinear Waves, L. Debnath editor, Cambridge University Press, Cambridge 1983

Theorie des Kugelblitzes als einer nichtlinearen kugelförmigen solitonartigen elektromagnetischen Welle im Innern einer Luftblase

Prof. em. Dr. rer. nat. H.-Th. Auerbach

Einleitung

Der Kugelblitz ist ein Phänomen, dessen Existenz heute noch von einigen Wissenschaftlern angezweifelt wird [1]. Die Anzahl der publizierten Beobachtungen [2] ist mittlerweile aber derart umfangreich geworden, dass an der Realität von Kugelblitzen kaum gezweifelt werden kann.

Die Erscheinungsform von Kugelblitzen ist sehr vielseitig. Ihre Grösse, Lebensdauer, Leuchtkraft u.s.w. variieren von Fall zu Fall innerhalb ziemlich weit gesteckter Grenzen. Für jede dieser Grössen kann man eine Häufigkeitskurve angeben, die bei irgend einem Parameterwert ein Maximum hat und gegen kleinere und grössere Werte abfällt.

Anstatt solche Kurven, deren Statistik nicht immer gut ist, hier wiederzugeben, sollen die wichtigsten Eigenschaften von Kugelblitzen in Abschnitt 1 kurz zusammengefasst werden. Abschnitt 2 enthält einige Bemerkungen zu bisherigen Erklärungsversuchen. In Abschnitt 3 wird ein Modell vorgeschlagen, das verschiedene Gedanken aus der Literatur mit der Idee einer nichtlinearen elektromagnetischen Welle verbindet. Die Entstehung von Kugelblitzen und gewisse Randbedingungen, die es zu erfüllen gilt, werden in Abschnitt 4 besprochen. Abschnitt 5 enthält eine Aufzählung der wichtigsten Reaktionen auf atomarer Ebene, die im Kugelblitzvolumen ablaufen und einen Beitrag zur Lebensdauer der Erscheinung liefern. Die Grundleichungen werden in Abschnitt 6 aufgestellt.

1. Die Eigenschaften von Kugelblitzen

1.1. Entstehung

Kugelblitze werden meist während eines Gewitters beobachtet und oftmals unmittelbar nach einem Einschlag in der Nähe. Vielfach treten Kugelblitze aber auch unabhängig von Gewittern auf.

1.2. Durchmesser

Der Durchmesser variiert zwischen 1 cm und 150 cm mit einem Häufigkeitsmaximum zwischen 20 und 40cm. Publizierte Kurven variieren sehr stark von Autor zu Autor, wohl als Folge schlechter Statistik und ungenauer Beobachtung.

1.3. Lebensdauer

Lebensdauern von 1s bis zu mehreren Minuten sind beobachtet worden. Das Häufigkeitsmaximum liegt bei 5-10s.

1.4. Bewegung

Kugelblitze bewegen sich langsam. Sehr häufig schweben sie parallel zum Erdboden oder stehen in der Luft still. Sie können steigen (selten), fallen (häufig), rotieren und rollen. Oftmals bewegt sich der Kugelblitz gegen den Wind oder in einem Winkel dazu.

1.5. Leuchtkraft

Die Leuchtkraft variiert von kaum sichtbar bis zu blendend hell, mit einem Häufigkeitsmaximum bei einer Helligkeit, die ungefähr einer 60-Watt Lampe entspricht. Die Lichtemission ist stetig und verändert sich kaum während der Lebensdauer des Kugelblitzes.

1.6. Farbe

Die häufigsten Farben, in denen Kugelblitze leuchten, sind rötlich-gelb und bläulich-weiss, aber auch alle anderen Farben kommen vor. Kugelblitze können die Farbe während ihrer Lebensdauer wechseln oder in verschiedenen radialen Zonen verschiedenfarbig leuchten.

1.7. Temperatur

Die Temperatur von Kugelblitzen konnte bisher nie gemessen werden. Von den meisten Beobachtern wird keine Wärmeausstrahlung bemerkt, selbst in grosser Nähe des Kugelblitzes. Es gibt aber auch Beobachtungen von beträchtlicher Hitzeentwicklung.

1.8. Geräusch, Geruch

Die meisten Kugelblitze sind geräuschlos, andere machen ein knisterndes Geräusch, versprühen Funken und hinterlassen einen stechenden Geruch.

1.9. Energiedichte

Es war verschiedentlich möglich, den Energiegehalt eines Kugelblitzes abzuschätzen. Die Resultate, soweit sie zuverlässig sind, variieren von 2×10^{-3}J/cm^3 bis 2×10^{2}J/cm^3.

1.10. Verlöschen

Kugelblitze können ihr Dasein auf 2 Arten beenden: lautlos oder mit einer lautstarken Explosion, die unter Umständen Schaden anrichten kann.

1.11. Elektrische Eigenschaften

Elektrische Schläge, die von Beobachtern verspürt worden sind, sowie andere Anzeichen deuten auf eine elektrische Ladung des Kugelblitzes hin.

1.12. Eindringen in Häuser und Flugzeuge

Sehr viele Beobachtungen von Kugelblitzen sind im Innern von Wohnungen gemacht worden. Meistens dringt der von aussen kommende Kugelblitz durch geöffnete Fenster, Türen, oder durch den Kamin ein. Es kommt aber auch vor, dass ein Kugelblitz durch das geschlossene Fenster oder sogar durch eine Wand in die Wohnung eindringt oder sie auf diesem Wege verlässt. Manchmal hinterlässt er dabei ein Loch im Fenster [3]. Mehrere Beobachter berichten von Kugelblitzen, die in Flugzeuge eingedrungen und den Gang entlang geschwebt sind.

Leider sind in der Literatur keine Korrelationen zwischen den verschiedenen Eigenschaften eines Kugelblitzes zu finden. Es ist also nicht bekannt, ob grosse Kugelblitze besonders hell sind und besonders lange leben, oder ob die verschiedenen Eigenschaften völlig unabhängig voneinander variieren.

2. Bemerkungen zu bisherigen Erklärungsversuchen

Theorien, die das merkwürdige Verhalten von Kugelblitzen zu erklären versuchen, sind heute in grosser Zahl vorhanden. Die meisten von ihnen behandeln die Erscheinung als Plasma, nur einige wenige basieren auf rein chemischen Reaktionen bei sehr niedrigen Temperaturen. Es gibt Theorien, die Kugelblitze als selbstständige Gebilde betrachten, die ihre Energiequelle unabhängig von ihrer Umgebung mit sich führen und andere, die äussere Einflüsse, wie z.B. elektrische Felder, als zusätzliche Energiequellen heranziehen. In fast allen Theorien wird angenommen, dass Kugelblitze als Folge von Blitzschlägen entstehen, nur wenige sehen die Entstehungsursache im Vorhandensein starker elektrischer Felder. Alle Theorien erklären einige Kugelblitzeigenschaften, hauptsächlich die lange Lebensdauer, aber keine vermag alle Eigenschaften wiederzugeben. Besonders die unter (1.12) angeführten ungewöhnlichen Verhaltensweisen finden nirgendwo eine zwanglose Erklärung.

Bemerkenswert an allen Theorien ist die Tatsache, dass keine von ihnen wirklich sorgfältig durchgerechnet worden ist. Der bei weitem überwiegende Teil der Theorien besteht aus Abschätzungen, unterstützt von ein paar Rechnungen. Solche Theorien vermögen nicht zu überzeugen, selbst wenn sie verhältnismässig plausibel klingen. Auch umfangreichere Rechnungen sind durchgeführt worden, aber keine, die der grossen Komplexität des Phänomens auf irgend einer Weise gerecht wird. Es herrscht daher immer noch die Meinung, dass Kugelblitze bis heute keine befriedigende Erklärung gefunden haben.

3. Vorschlag eines verbesserten Modells

Die Vielzahl der charakteristischen Eigenschaften von Kugelblitzen legt zunächst die Vermutung nahe, dass es sich dabei um grundsätzlich verschiedene Typen handelt. Dagegen spricht aber eine Studie von Barry [4], der die prozentuale Häufigkeit der Erscheinung gegen den Logarithmus der gemessenen oder geschätzten Energiedichte aufträgt und für Energiedichten zwischen 2×10^{-3}J/cm^3 und (dem unzuverlässigen Wert von) 2×10^5J/cm^3 eine gerade Linie bekommt. Es soll daher angenommen werden, dass es nur eine Sorte von Kugelblitzen gibt. Die Vielfalt der Erscheinungsformen beruht dann nicht auf grundsätzlichen Unterschieden zwischen verschiedenen Typen, sondern auf verschiedenen Anfangs- und Randbedingungen.

Das Hauptproblem, das gelöst werden muss, ist die unter (1.3) erwähnte lange Lebensdauer. Wenn eine detaillierte Durchrechnung des Modells zu Lebensdauern führt, die den gemessenen entsprechen, so ist die Wahrscheinlichkeit gross, dass alle anderen Eigenschaften ebenfalls aus dem Modell folgen. Ebenso sicher ist es, dass das Modell falsch ist, wenn sich die beobachteten Lebensdauern nicht ergeben.

Fasst man die Eigenschaften (1.1)-(1.12) zusammen, so scheint die plausibelste Annahme zu sein, dass es sich bei einem Kugelblitz um ein partiell oder vollkommen ionisiertes Luftvolumen handelt. Das entspricht auch dem überwiegenden Teil der Annahmen in der Literatur. Chemische Reaktionen bei Temperaturen unter 400K können zwar die Lebensdauer erklären [5], aber nicht die Leuchtkraft, denn sichtbares Licht verlangt Temperaturen über 1000K, bei denen die chemischen Reaktionen zu schnell ablaufen. Bei dem einzigen, je an einem natürlichen Kugelblitz gemachten

Experiment [6], wurden in der hinterlassenen Spur erhöhte Konzentrationen von NO, NO_2 und O_3 nachgewiesen. Chemische Reaktionen laufen daher sicher im Innern oder in der Randzone ab, aber daraus kann man nicht schliessen, dass sie die Ursache des Kugelblitzes sind.

Die Lebensdauer eines Plasmas ist normalerweise sehr kurz, da die Rekombinationszeit von Ionen und Elektronen rund 10^{-2}-10^{-7}s beträgt. Um die beobachtete Lebensdauer von 1s bis zu mehreren Minuten zu erreichen, muss ein Mechanismus vorhanden sein, der ständig für neue Ionisation sorgt, ohne dass es dabei zu nennenswerten Energieverlusten kommt. Das kann auf 3 verschiedene Arten geschehen:

(a) Es ist bekannt, dass sich starke elektrostatische Felder in der Atmosphäre entwickeln können, die oftmals, aber nicht immer, von Gewittern begleitet sind. Bei gutem Wetter sind die gemessenen Feldstärken von der Grössenordnung $E_0 \approx 100$V/m. Bei einem Vorhandensein von Raumladungen, verursacht durch Staub, Auspuffgasen, Rauch aus Schornsteinen, Hochspannungsleitungen u.s.w., kann E_0 bis auf 2-3kV/m ansteigen. Bei schlechtem Wetter ohne Regen ist E_0 ca. 0.3-1kV/m, bei Regen 0.5-3kV/m und bei Gewittern 2-10kV/m. Diese Felder beschleunigen positive und negative Ionen und auch freie Elektronen in der Luft, die den Kugelblitz umgibt, und können sie ins Innere kanalisieren, wo sie durch ionisierende Kollisionen das Plasma aufrecht erhalten. Dieser Mechanismus ist von Powell und Finkelstein [7] vorgeschlagen worden.

(b) Resonanzstrahlung, die beim Übergang von angeregten Atomen auf tiefer gelegene elektronische Niveaus entsteht, wird von anderen Atomen des gleichen Elements, die sich auf dem niedrigen

Niveau befinden, bevorzugt absorbiert. Dadurch wird der Strahlungsverlust reduziert und die Lebensdauer verlängert. Eine Verlängerung der Zerfallszeit in Quecksilberdämpfen um einen Faktor 10^3 aufgrund dieser Resonanzabsorption ist von Zemansky [8] beobachtet worden. Die gleiche Strahlung, oder auch solche, die bei der Rekombination von Elektronen und Ionen entsteht, kann auch wieder neue Ionisation hervorrufen.

(c) Im Innern des Kugelblitzes besteht ein elektromagnetisches Feld. In der Literatur handelt es sich dabei entweder um stehende Wellen oder um stationäre Felder, die entweder nicht zur Ionisation oder zu einer zu kurzen Lebensdauer führen. Es soll daher ein anderer Vorschlag gemacht werden, nämlich dass eine nichtlineare, kugelförmige solitonartige elektromagnetische Welle im Innern des Kugelblitzes existiert. Diese Welle ist eine Konsequenz der Nichtlinearität von Bewegungsgleichungen und Maxwellgleichungen.

Die Solitonwelle muss während der ganzen Lebensdauer des Kugelblitzes zwischen dem Zentrum und der Randzone hin und her laufen. In der Randzone existieren Gradienten in der Temperatur, der Teilchendichte und dem Ionisationsgrad. Diese Zone muss so beschaffen sein, dass die Welle an ihr reflektiert wird und ins Innere zurückläuft, wo sie im Zentrum abermals reflektiert wird, u.s.w. Ob die Reflektionsbedingung tatsächlich erfüllt ist, hängt zum Teil von den Anfangsbedingungen und zum Teil vom weiteren zeitlichen Verlauf der Ionisation in der Randzone ab. Reflektion von linearen und nichtlinearen elektromagnetischen Wellen am Übergang von dünnen zu dichten Plasmen ist ein bekanntes Phänomen. Ob das Konzept auch beim Kugelblitz funktioniert, muss die Rechnung zeigen.

Hauptaufgabe der Solitonwelle ist es, die Ionisation im Innern des Kugelblitzes aufrecht zu erhalten. Sie bewirkt aber nur geringfügige direkte Ionisation, ihre hauptsächliche Wirkung besteht in der Beschleunigung von freien Elektronen, die ihrerseits durch Kollisionen Atome und Moleküle ionisieren.

Der beschriebene Mechanismus funktioniert auch bei verhältnismässig niedriger Temperatur, weil er nicht thermisch ist. Eine Temperatur um 2-3000K ist wünschenswert, einerseits weil von den meisten Augenzeugen keine besonders hohen Temperaturen bemerkt worden sind und andererseits, um einen möglichst niedrigen gaskinetischen Druck nkT zu erreichen. Die Summe aller Energiedichten und Drucke darf den atmosphärischen Druck nämlich nicht übersteigen, weil das System sonst kein statisches Gleichgewicht erreichen kann.

Die Lichtemission eines Kugelblitzes stammt aus verschiedenen Quellen. Dazu zählen Übergänge zwischen angeregten elektronischen und vibratorischen Niveaus von Atomen und Molekülen, sowie Bremsstrahlung. Zum Teil wird die Strahlung, wie schon erwähnt, im Plasma wieder absorbiert.

Ein externes elektrostatisches Feld soll im Modell nicht direkt berücksichtigt werden. Es scheint unwahrscheinlich, dass Kugelblitze, die man ja auch im Innern von Häusern und Flugzeugen beobachtet hat, von solchen Feldern abhängig sind, obwohl diese den Ionisationsgrad sicher erhöhen können. Der Hauptgrund, warum sie vernachlässigt werden sollen, ist aber die Tatsache, dass ein konstantes Feld die sphärische Symmetrie des Phänomens empfindlich stören würde. Stattdessen soll das interne ambipolare Feld berücksichtigt werden, das durch die Separation von positiver

und negativer Ladungen unter dem Einfluss der elektromagnetischen Welle entsteht.

Ein äusseres elektrostatisches Feld soll aber nicht gänzlich vernachlässigt werden, weil es die Funktion eines Führungsfeldes ausüben kann. Die Gasdichte im Innern des Kugelblitzes ist wegen der höheren Temperatur geringer als ausserhalb, so dass er die Tendenz zu steigen hat. Da er aber elektrisch geladen ist, kann ein äusseres Feld bewirken, dass er in der Schwebe gehalten wird. Inhomogenitäten im äusseren Feld können ihn veranlassen, sich in einer bestimmten Richtung, auch gegen den Wind, zu bewegen. Der Einfluss eines äusseren Feldes kann separat berechnet werden.

Weitere detaillierte Annahmen, die dem Modell zugrunde liegen, werden im mathematischen Teil gemacht.

4. Die Entstehung des Kugelblitzes

Für die Durchrechnung eines M odells ist es nicht notwendig, die Bildung des Kugelblitzes mathematisch nachzuvollziehen. Trotzdem ist es nützlich, sich ein paar Gedanken über mögliche Entstehungsursachen zu machen.

Die meisten Beobachtungen fanden während eines Gewitters statt, so dass es naheliegt, den normalen Blitz für die Bildung von Kugelblitzen verantwortlich zu machen. Blitze sind äusserst instabile Gebilde. Der Strom, der durch den Blitzkanal fliesst, erzeugt ein starkes, ringförmiges Magnetfeld $\vec{B}$, das das Plasma umhüllt und komprimiert. Instabilitäten treten auf, wenn der Stromkanal Einschnürungen oder Knicke aufweist, wie sie in Fig. 1 dargestellt sind. Dort, wo die Feldlinien eng zusammenrücken,

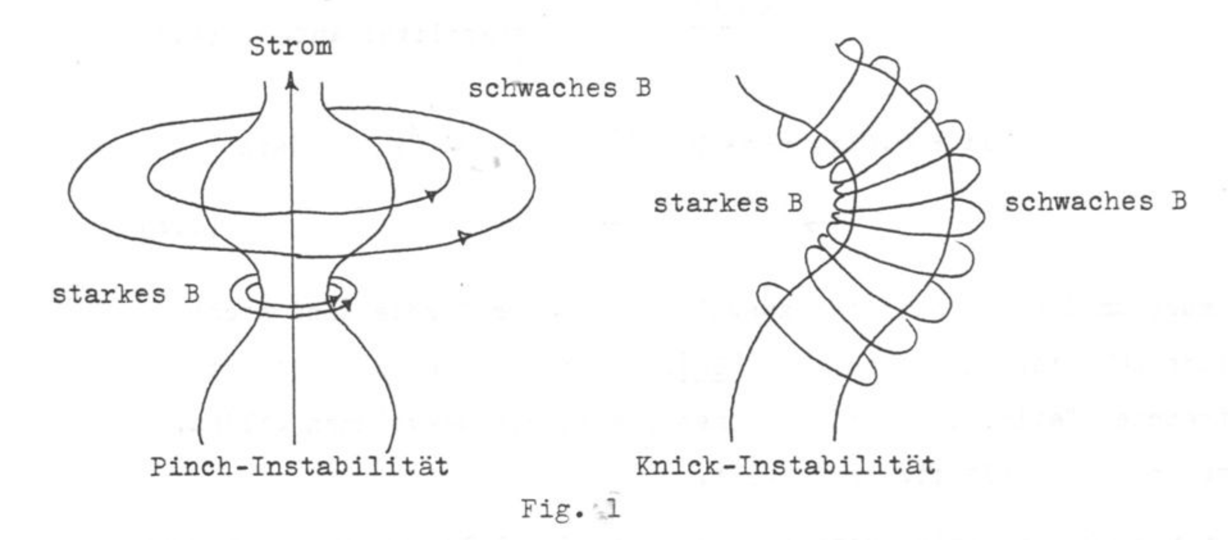


Fig. 1

ist der magnetische Druck $\frac{B^2}{2\mu_0}$ auf das Plasma stark, und sowohl bei der Einschnürung wie beim Knick in Fig. 1 wirkt dieser Druck verstärkend auf die bereits vorhandene Verformung. Damit die Instabilität auftritt, muss folgende Bedingung erfüllt sein [9]:

$$\frac{B^2}{2\mu_0} > 2nkT \tag{4.1}$$

mit

$$\mu_0 = 1.257\times10^{-6}\ \text{h/m}$$
$$k = 1.3806\times10^{-23}\ \text{J/}^{\circ}\text{K}\ .$$

n ist die Gesamtzahl aller Teilchen, inklusive der Elektronen, pro m^3. Das vom Strom I (in Ampere) erzeugte Magnetfeld B ist annähernd

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r}\ , \tag{4.2}$$

wobei r der Radius des Blitzkanals ist. Einsetzen von Gl. (4.2) in Gl. (4.1) ergibt für I^2 den Ausdruck

$$\text{wenn } I^2 > \frac{16\pi^2 r^2 nkT}{\mu_0} \text{ tritt Instabilität auf.} \tag{4.3}$$

Winterberg [9] wählt r=0.01m, $n=3\times10^{25}m^{-3}$ und $T=2\times10^4K$, so dass

$$I > 3.23\times10^5\ \text{Amp} \tag{4.4}$$

sein muss um die Instabilität auszulösen. Solche Ströme sind nicht unüblich bei starken Entladungen [10]. Die durch die Instabilität abgetrennten Teile des Blitzes können ionisierte Gasvolumen bilden, aus denen der Kugelblitz hervorgeht.

Ein verhältnismässig grosser Anteil der Kugelblitze ist beobachtet worden, ohne dass ein Blitzschlag damit in Verbindung gebracht werden konnte. Es ist möglich, dass dies folgende Ursache hat: Eine Blitzentladung ist immer von einem Vorläufer begleitet, der einen schwach ionisierten Blitzkanal herstellt. Nicht jeder Vorläufer

führt zu einer Entladung, sehr viele verschwinden ohne dass ein Blitzschlag erfolgt. Wo der Vorläufer aufhört, könnte sich die gesammelte Ladung ähnlich verhalten wie die Instabilität bei Blitzen. In beiden Fällen würde sich eine begrenzte Region ionisierter Luft bilden, in der eine elektromagnetische Welle angeregt werden kann. Die Energiedichte im Volumen und in der Welle übersteigt wahrscheinlich den atmosphärischen Druck, so dass das Volumen sich ausdehnt bis ein Gleichgewicht zwischen äusserem und innerem Druck erreicht ist. Diese Gleichgewichtskonfiguration kann sehr verschiedene Durchmesser haben, je nachdem die ursprüngliche Energiedichte gross oder klein war.

Es ist bekannt, dass in einem Blitzkanal thermisches Gleichgewicht herrscht. Die Anfangsverteilung der angeregten Zustände von Atomen und Molekülen kann daher durch eine Maxwellverteilung und die ionisierten Zustände durch die Sahagleichung bestimmt werden. Eine räumliche Temperaturverteilung im Anfangsstadium des Kugelblitzes muss vorgegeben werden, das immer noch einem lokalen thermischen Gleichgewicht entsprechen kann. Das Modell muss dem Umstand Rechnung tragen, dass sich der Radius des ionisierten Volumens am Anfang zeitlich ändern kann bis ein statischer Zustand eingetreten ist.

5. Komponenten und Reaktionen

Gesucht wird ein Gleichungssystem, dessen Lösung die zeit- und ortsabhängige Konzentration von Atomen, Molekülen, Ionen, Elektronen und Strahlung in Anwesenheit eines elektromagnetischen Feldes beschreibt, das seinerseits eine selbstkonsistente Lösung der Maxwell Gleichungen ist. Die Vielzahl der Luftkomponenten bei höheren Temperaturen sowie die Tatsache, dass jedes Atom, jedes Molekül und jedes Ion unendlich viele Anregungszustände besitzt, macht eine Beschränkung der Anzahl unbekannter Grössen unumgänglich.

Als erstes soll angenommen werden, dass ausser Atomen nur 2-atomige Moleküle im Kugelblitzvolumen vorhanden sind, und zwar

$$O,\ N,\ O_2,\ N_2 \text{ und } NO. \qquad (5.1)$$

Da die Gleichungen nicht von den chemischen Formeln sondern nur von den Anregungsniveaus abhängen, können später auch noch andere Moleküle wie NO_2, O_3 und das sicher vorhandene H_2O hinzugefügt werden. Andererseits sind diese Moleküle nur in geringen Quantitäten vorhanden, verglichen mit den Hauptkomponenten Sauerstoff und Stickstoff, so dass sie zu Beginn der Untersuchung sicher vernachlässigt werden können. Ferner soll angenommen werden, dass es nur einfach ionisierte Ionen gibt. Höhere Ionisationsstufen lassen sich immer noch hinzunehmen, wenn die Rechnungen eine entsprechende Notwendigkeit ergeben. Am Anfang sollte diese zusätzliche Komplikation aber vermieden werden. Die Amplitude der Solitonwelle soll, wenn möglich, niedrig sein, um einen zu hohen Druck sowie Mehrfachionisation zu vermeiden.

Das System besteht somit aus folgenden 6 Komponenten:

1) Neutrale Atome O,N in allen elektronischen Anregungszuständen

2) Neutrale Moleküle O_2, N_2, NO in allen elektronischen und vibratorischen Anregungszuständen

3) Einfach ionisierte Atome O^+, N^+ in allen elektronischen Anregungszuständen

4) Einfach ionisierte Moleküle O_2^+, N_2^+, NO^+ in allen elektronischen und vibratorischen Anregungszuständen

5) Elektronen e

6) Strahlung ν.

In Tafel 1 sind die Grundtypen aller Reaktionen zusammengestellt, die in dieser Arbeit berücksichtigt werden. Dabei bedeuten A'(n), B'(n) neutrale Atome im Anregungszustand n mit Geschwindigkeit $\vec{v}'$. Bezeichnungen ohne Strich beziehen sich auf die Geschwindigkeit $\vec{v}$. $A_2(q)$, $B_2(q)$ bezeichnen neutrale zweiatomige Moleküle im Rotations-, Vibrations- oder elektronischen Anregungszustand q. A^+, A_2^+ sind die dazugehörigen Ionen. Die Buchstaben e und ν bedeuten Elektronen und Lichtquanten. Da die Reaktionen der 6 Komponenten im einzelnen etwas von der Tabelle abweichen können, selbst wenn die gleichen Teilchen an einer Reaktion beteiligt sind, wird der für jede der 6 Komponenten relevante Teil der Tabelle in jeder der Sektionen (6.1)-(6.6) noch einmal wiederholt.

Die Tabelle enthält nicht alle möglichen Reaktionen. Insbesondere sind alle inelastischen Stösse zwischen schweren Teilchen (Atomen und Molekülen) weggelassen, weil sie um das Massenverhältnis m_e/m_α (m_α=Masse des Atoms oder Moleküls) weniger wahrscheinlicher sind als solche mit Elektronen. Auch negative Ionen sind weggelassen, da ihre Zahl vermutlich zu klein und ihre Lebensdauer zu kurz ist.

Tabelle 1

Liste der in dieser Arbeit berücksichtigten Reaktionen

	Reaktion	
1)	$A'(n) + B'(m) \rightleftarrows A(n) + B(m)$	Elastische Kollision zwischen Atomen
2)	$A'(n) + B_2'(q) \rightleftarrows A(n) + B_2(q)$	Elastische Kollision zwischen Atomen und Molekülen
3)	$A'(n) + B^+(m) \rightleftarrows A(n) + B^+(m)$	Elastische **Kollision zwischen Atomen** und einfachen Ionen
4)	$A'(n) + B_2'^+(q) \rightleftarrows A(n) + B_2^+(q)$	Elastische Kollisionen zwischen Atomen und ionisierten Molekülen
5)	$A'(n) + e' \rightleftarrows A(n) + e$	Elastische Kollision zwischen Atomen und Elektronen
6)	$A_2'(q) + B_2'(p) \rightleftarrows A_2(q) + B_2(p)$	Elastische Kollision zwischen Molekülen
7)	$A_2'(q) + A'^+(n) \rightleftarrows A_2(q) + A^+(n)$	Elastische Kollision zwischen Molekülen und einfachen Ionen
8)	$A_2'(q) + B_2'^+(p) \rightleftarrows A_2(p) + B_2^+(p)$	Elastische Kollision zwischen neutralen u. ionisierten Molekülen
9)	$A_2'(q) + e' \rightleftarrows A_2(q) + e$	Elastische Kollision zwischen Molekülen und Elektronen
10)	$A'^+(n) + B'^+(m) \rightleftarrows A^+(n) + B^+(m)$	Elastische Kollision zwischen einfachen Ionen
11)	$A'^+(n) + B_2'^+(q) \rightleftarrows A^+(n) + B_2^+(q)$	Elastische Kollision zwischen einf. Ionen u. ion. Molekülen
12)	$A'^+(n) + e' \rightleftarrows A^+(n) + e$	Elastische Kollision zwischen Ionen und Elektronen (Bremsstrahlung vernachlässigt)
13)	$A_2'^+(q) + B_2'^+(p) \rightleftarrows A_2^+(q) + B_2^+(p)$	Elastische Kollisionen zwischen ionisierten Molekülen

Fortsetzung von Tabelle 1

14) $e' + e'' \rightleftarrows e + e'''$ Elastische Kollisionen zwischen Elektronen

15) $A'(m) + e' \rightleftarrows A(n) + e$ Inelastische Streuung von Elektronen an Atomen

16) $A'(m) + h\nu \rightleftarrows A(n)$ Resonanzabsorption und spontane Emission, $n>m$

17) $A(n) + h\nu \rightleftarrows A'(m)$ Resonanzabsorption und spontane Emission, $m>n$

18) $A_2'^{+}(q) + e' \rightarrow A(n) + B(m)$ Dissoziation durch Elektronen

19) $A_2'(p) + e' \rightleftarrows A_2(q) + e$ Inelastische Streuung von Elektronen an Molekülen

20) $A_2'(p) + h\nu \rightleftarrows A_2(q)$ Resonanzabsorption und spontane Emission, $q>p$

21) $A_2(q) + h\nu \rightleftarrows A'_2(p)$ Resonanzabsorption und spontane Emission, $p>q$

22) $A_2'(q) + e' \rightarrow A(n) + B(m) + e$ Elektrondissoziation

23) $A_2'(q) + h\nu \rightarrow A(n) + B(m)$ Photodissoziation

24) $A'^{+}(m) + e' + e'' \rightleftarrows A(n) + e$ 3-Körper Rekombination und Elektron Impakt Ionisation

25) $A'^{+}(m) + e' \rightleftarrows A(n) + h\nu$ 2-Körper Rekombination und Photoionisation

26) $A_2'^{+}(p) + e' + e'' \rightleftarrows A_2(q) + e$ 3-Körper Rekombination und Elektron Impakt Ionisation

27) $A_2'^{+}(p) + e' \rightleftarrows A_2(q) + h\nu$ 2-Körper Rekombination und Photoionisation

28) $A_2'^{+}(q) + h\nu \rightarrow A(n) + B^{+}(m)$ Photodissoziation

Positive und negative Ionen und Elektronen, die sich in der umgebenden Luft befinden und vom äusseren Feld in das Kugelblitzvolumen geleitet werden, können später separat berücksichtigt werden.

Die Grundgleichung, die die Verteilung im Ort $\vec{r}$, in der Geschwindigkeit $\vec{v}$ zur Zeit t irgend einer der 6 Komponenten beschreibt, ist die Boltzmanngleichung. Es sei

$f_n^{\alpha,i}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t)d^3r d^3v_\alpha$ = Die Zahl der Teilchen vom Typ α (O, N, O_2, N_2 u.s.w.), Ionisationsgrad i (i=0: neutral, i=1: einfach ionisiert) und Anregungszustand n (n=1,2,...) im Volumenelement d^3r mit Geschwindigkeit $\vec{v}_\alpha$ zur Zeit t. (5.2)

Das Produkt in Gl. (5.2) ist eine reine Zahl. Die Verteilungsfunktion $f_n^{\alpha,i}$ selber hat daher die Dimension s^3m^{-6}.

In Anwesenheit eines elektrischen Feldes $\vec{E}$ und eines Magnetfeldes $\vec{B}$ hat die Boltzmanngleichung die Form

$$\frac{\partial f_n^{\alpha,i}}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \cdot \nabla_r f_n^{\alpha,i}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) + \delta_{i,1}\frac{e}{m_\alpha}\left[\vec{E}(\vec{r},t) + \vec{v}_\alpha \times \vec{B}(\vec{r},t)\right]\cdot \nabla_{v_\alpha} f_n^{\alpha,i}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \frac{\delta f_n^{\alpha,i}}{\delta t} \tag{5.3}$$

mit

e = Elementarladung

m_α = Masse des Teilchens

∇_r, ∇_{v_α} = Gradienten nach dem Ort $\vec{r}$ und der Geschwindigkeit $\vec{v}_\alpha$

$\delta_{i,1}$ = Kronecker Delta .

Die linke Seite von Gl. (5.3) ist nichts anderes als ein Ausdruck für $df_n^{\alpha,i}/dt$. Entsprechend stehen auf der rechten Seite alle Reaktionen, die zur zeitlichen Änderung von $f_n^{\alpha,i}$ beitragen. Sie

sind symbolisch durch den Ausdruck $\delta f_n^{\alpha,i}/\delta t$ dargestellt. Alle Prozesse, die durch Streuung oder sonstige Vorgänge die Zahl der Teilchen im Phasenelement $d^3rd^3v_\alpha$ vermehren, sind Gewinne und stehen rechts mit einem Pluszeichen. Alle Prozesse, die Teilchen aus $d^3rd^3v_\alpha$ hinausstreuen oder die Zahl auf andere Weise vermindern, sind Verluste und erhalten rechts ein Minuszeichen.

Sämtliche Terme der linken Seite sind eigentlich mit dem Phasenelement $d^3rd^3v_\alpha$ multipliziert, das aber nicht in Erscheinung tritt, weil die ganze Gleichung durch $d^3rd^3v_\alpha$ dividiert worden ist. Rechts hebt sich $d^3rd^3v_\alpha$ ebenfalls weg, weil auch dort jeder Term das Phasenelement enthält.

Eine Annahme, die alle Rechnungen sehr erleichtert, ist die des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts aller schweren Teilchen bei einer Temperatur $T_s(\vec{r},t)$. In Anbetracht der langen Lebensdauer des Kugelblitzes und der thermischen Natur dieser Erscheinung, ist diese Annahme sicher gerechtfertigt. Da Temperatur und Teilchendichte aber vom Ort und am Anfang auch von der Zeit abhängig sind, strömen die Teilchen und das Gleichgewicht ist nicht perfekt. Dieser Tatsache soll auf der linken Seite der Boltzmanngleichung Rechnung getragen werden. In den Ausdrücken der rechten Seite wird dagegen in den meisten Fällen thermodynamisches Gleichgewicht der schweren Teilchen vorausgesetzt.

Eine Ausnahme bilden die Elektronen, die sehr wahrscheinlich keine Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung haben. Man kann für sie eine mittlere Temperatur $T_e(\vec{r},t)$ bestimmen, indem man ihre mittlere Energie berechnet und diese gleich $\frac{3}{2}kT_e(\vec{r},t)$ setzt. Diese Temperatur dürfte merklich höher liegen als die Temperatur der schweren Teilchen. Von T_e soll in der Kinematik nach Möglichkeit kein Gebrauch gemacht werden.

Anders verhält es sich bei den angeregten Niveaus. Diese werden bei der niedrigen Temperatur im Kugelblitzvolumen in der Hauptsache durch Elektronenstösse angeregt. Es ist daher zu vermuten, dass sie bei einer Temperatur $T_z(\vec{r},t)$ im Gleichgewicht sind, die zwischen derjenigen der schweren Teilchen und derjenigen der Elektronen liegt, $T_s < T_z < T_e$. Plasmaphysikalische Experimente scheinen das zu bestätigen [11]. Da es zur Bestimmung von T_z aber kein eindeutiges Kriterium gibt, werden wir in diesem Bericht annehmen, dass die angeregten Zustände mit $T_e(\vec{r},t)$ im Gleichgewicht sind.

Das in dieser Arbeit behandelte Problem besitzt Kugelsymmetrie, folglich hängen alle Verteilungsfunktionen nur von r, v_α, μ_α und t ab, wobei μ_α der Kosinus des Winkels zwischen Flugrichtung $\vec{\Omega}_\alpha$ und $\vec{r}$ ist, d.h.

$$f_m^{\alpha,i}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) . \tag{5.4}$$

Ganz allgemein lässt sich jede Funktion dieser Art nach Legendre Polynomen in μ_α entwickeln,

$$f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{2\lambda+1}{4\pi} f_{m,\lambda}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\, P_\lambda(\mu_\alpha) . \tag{5.5}$$

Der erste untere Index an einer winkelunabhängigen Funktion $f_{m,\lambda}^{\alpha,i}$ bezeichnet immer den Anregungsgrad, der zweite ist der Legendre Index. Im Grundzustand wird der Anregungsindex weggelassen. Trägt eine winkel<u>un</u>abhängige Funktion daher nur einen unteren Index, so ist es immer der Legendre Index, und das dazugehörige Teilchen befindet sich im Grundzustand.

Die über alle Winkel integrierte Verteilungsfunktion ist

$$f_{m,0}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t) = \int f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, d^2\Omega_\alpha \tag{5.6}$$

(oder $f_0^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)$ im Grundzustand). Integriert man Gl. (5.6) auch noch über alle Geschwindigkeiten, so erhält man die Teilchendichte

$$n_m^{\alpha,i}(r,t) = \int f_{m,0}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\, v_\alpha^2 dv_\alpha = \int f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, d^3v_\alpha \tag{5.7}$$

(oder $n^{\alpha,i}(r,t)$ im Grundzustand).

Im thermischen Gleichgewicht sind die Verteilungsfunktionen der schweren Teilchen

$$\begin{aligned} f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) &= \left(\frac{m_\alpha}{2\pi k T_s(r,t)}\right)^{3/2} n_m^{\alpha,i}(r,t)\, e^{-\frac{m_\alpha}{2kT_s(r,t)} v_\alpha^2} \\ f_{m,0}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t) &= 4\pi \left(\frac{m_\alpha}{2\pi k T_s(r,t)}\right)^{3/2} n_m^{\alpha,i}(r,t)\, e^{-\frac{m_\alpha}{2kT_s(r,t)} v_\alpha^2} . \end{aligned} \tag{5.8}$$

Wie bereits erwähnt, kommen angeregte Zustände hauptsächlich durch Kollisionen mit schnellen Elektronen zustande. Die Boltzmann-relation für angeregte Zustände ist demnach

$$\begin{aligned} \frac{n_m^{\alpha,i}(r,t)}{n_\ell^{\alpha,i}(r,t)} &= \frac{g_m^{\alpha,i}}{g_\ell^{\alpha,i}}\, e^{-\frac{E_{n\ell}}{kT_e(r,t)}} \\ E_{n\ell} &= E_n - E_\ell , \end{aligned} \tag{5.9}$$

wobei g_m und g_ℓ den Degenerationsgrad der m'ten und ℓ'ten Niveaus anzeigen.

Im Prinzip muss für jeden angeregten Zustand eine separate Boltzmanngleichung angesetzt werden. Dies würde das Problem ganz

wesentlich komplizieren und einen Aufwand erfordern, der in Anbetracht des sich weitgehend im thermischen Gleichgewicht befindenden Zustandes im Kugelblitzvolumen nicht gerechtfertigt wäre. Es müssen daher ein paar Annahmen gemacht werden, die das Problem vereinfachen ohne die Schlussfolgerungen stark zu beeinflussen.

Die erste Annahme ist, dass man die Verteilungsfunktionen auf der rechten Seite der Boltzmanngleichung gröber approximieren kann als auf der linken. Auf der rechten Seite wird daher oft die Approximation

$$f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\frac{g_m^{\alpha,i}}{g_1^{\alpha,i}}\,e^{-\frac{E_{m0}}{kT_e}}$$

$$f_{m,0}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t) = f_0^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\,\frac{g_m^{\alpha,i}}{g_0^{\alpha,i}}\,e^{-\frac{E_{m0}}{kT_e}} \qquad (5.10)$$

gemacht, d.h. die Verteilungsfunktion der angeregten Teilchen wird durch diejenige der Teilchen im Grundzustand ausgedrückt.

Auf der linken Seite der Boltzmanngleichung soll diese Approximation aber nicht gemacht werden. Stattdessen nehmen wir an, dass die angeregten Zustände die gleiche Winkelverteilung haben wie der Grundzustand. Der Grundzustand kann in sehr guter Näherung linear anisotrop approximiert werden, d.h. nach Gl. (5.5) ist

$$\begin{aligned} f^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) &\cong \frac{1}{4\pi} f_0^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t) + \frac{3}{4\pi} f_1^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\,P_1(\mu_\alpha) \\ &= \frac{1}{4\pi} f_0^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\left[1 + 3\,\frac{f_1^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}{f_0^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}\,P_1(\mu_\alpha)\right]. \end{aligned} \qquad (5.11)$$

Entsprechend ist die Winkelverteilung eines angeregten Zustandes

$$f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{1}{4\pi} f_{m,o}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\left[1 + 3\ \frac{f_{m,1}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}{f_{m,o}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}\ P_1(\mu_\alpha)\right] \qquad (5.12)$$

Die Annahme besteht nun darin, die Ausdrücke in den eckigen Klammern der Gleichungen (5.11) und (5.12) einander gleich zu setzen, so dass

$$f_m^{\alpha,i}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \approx \frac{1}{4\pi} f_{m,o}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)\left[1 + 3\ \frac{f_1^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}{f_o^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)}\ P_1(\mu_\alpha)\right] \qquad (5.13)$$

ist. Da sich die kinematische Temperatur $T_s(r,t)$ sehr schnell jeden veränderten Verhältnissen anpasst, kann für $f_{m,o}^{\alpha,i}(r,v_\alpha,t)$ der Ausdruck in Gl. (5.10) benutzt werden.

Um die Zahl der angeregten Niveaus zu beschränken, fasst man sie zu Gruppen zusammen. Bei Ionen enthält $n_m^{\alpha,1}(r,t)$ in niedrigster Näherung den zusätzlichen Faktor

$$e^{-\frac{e\,V(r,t)}{k\,T_s(r,t)}}, \qquad (5.14)$$

in dem $V(r,t)$ das Potential des ambipolaren elektrischen Feldes ist. Bei niedrigen Temperaturen vermag $V(r,t)$ unter Umständen das Plasmavolumen allein zusammenzuhalten. Ausserdem ist es für seine Kugelgestalt verantwortlich.

6. Die Boltzmanngleichungen der Komponenten

In diesem Abschnitt werden die Boltzmanngleichungen für die 6 Komponenten im Kugelblitzvolumen für die jeweils relevanten Reaktionen in Tabelle 1 angegeben. Die Integrale auf der rechten Seite der Boltzmanngleichung werden in den Appendizes 1-6 besprochen und in Appendix 7 im Detail abgeleitet und soweit wie möglich formelmässig ausgewertet.

6.1. Neutrale Atome

Gleichung (5.3) für neutrale Atome (i=0) vom Typ α (O oder N) im Anregungszustand n lautet,

$$\frac{\partial f_n^{\alpha,0}}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \cdot \nabla_r f_n^{\alpha,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \frac{\delta f_n^{\alpha,0}}{\delta t} \; . \qquad (6.1)$$

Zur besseren Übersicht sind alle Reaktionen aus Tabelle 1, die für neutrale Atome in Frage kommen, noch einmal in Tabelle 2 zusammengefasst. Aufgrund dieser Tabelle setzt sich die rechte Seite von Gl. (6.1) aus folgenden Reaktionen zusammen:

$$\begin{aligned}\frac{\delta f_n^{\alpha,0}}{\delta t} = {} & (1.1) - (1.2) + (2.1) - (2.2) + (3.1) - (3.2) + (4.1) - (4.2) + \\ & + (5.1) - (5.2) + (15.1) - (15.2) + (16.1) - (16.2) - \\ & + (17.1) - (17.2) + (18.1) \qquad\qquad + (22.1) + (23.1) + \\ & + (24.1) - (24.2) + (25.1) - (25.2) + (28.1) \; . \end{aligned} \qquad (6.2)$$

Jeder Term in Gl. (6.2) ist ein Integral. Der Aufbau eines typischen Integrals soll an einem Beispiel kurz erläutert werden. Wir betrachten die inelastische Kollision zweier beliebiger neutraler Teilchen A(k) und B(ℓ),

Tabelle 2

Reaktionen neutraler Atome

(1.1), (1.2):	$A'(n) + B'(m) \rightleftarrows A(n) + B(m)$
(2.1), (2.2):	$A'(n) + B_2'(q) \rightleftarrows A(n) + B_2(q)$
(3.1), (3.2):	$A'(n) + B^+(m) \rightleftarrows A(n) + B^+(m)$
(4.1), (4.2):	$A'(n) + B_2'^+(q) \rightleftarrows A(n) + B_2^+(q)$
(5.1), (5.2):	$A'(n) + e' \rightleftarrows A(n) + e$
(15.1), (15.2):	$A'(m) + e' \rightleftarrows A(n) + e$
(16.1), (16.2):	$A'(m) + h\nu \rightleftarrows A(n) \quad n>m$
(17.1), (17.2):	$A'(m) \rightleftarrows A(n) + h\nu \quad n<m$
(18.1):	$A_2'^+(q) + e' \rightarrow A(n) + B(m)$
(22.1):	$A_2'(q) + e' \rightarrow A(n) + B(m) + e$
(23.1):	$A_2'(q) + h\nu \rightarrow A(n) + B(m)$
(24.1), (24.2):	$A'^+(m) + e' + e'' \rightleftarrows A(n) + e$
(25.1), (25.2):	$A'^+(m) + e' \rightleftarrows A(n) + h\nu$
(28.1):	$A_2'^+(q) + h\nu \rightleftarrows A(n) + B^+(m)$

Bei den Zahlen (a.b) bezeichnet a die entsprechende Reaktion in Tabelle 1. b=1 bezeichnet die direkte ($\rightarrow$), b=2 die inverse ($\leftarrow$) Reaktion.

$$A'(k) + B'(\ell) \longrightarrow A(n) + B(m) \tag{6.3}$$

mit den Geschwindigkeiten $\vec{v}_\alpha'$ und $\vec{v}_\beta'$ und den Anregungszuständen k und ℓ vor der Kollision und $\vec{v}_\alpha$, $\vec{v}_\beta$, n, m, nachher. A(n) sei das Feldteilchen, dessen Verteilungsfunktion $f_n^{\alpha,0}$ auf der linken Seite der Boltzmanngleichung steht, während B das Targetteilchen ist.

Es ist

$f_k^{\alpha,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha',t)\,d^3v_\alpha'\,d^3r$ = Anzahl neutraler Feldteilchen vom Typ A im Anregungszustand k zur Zeit t vor der Kollision. (6.4)

Die Wahrscheinlichkeit, in dt Sekunden eine Kollision zu machen, ist ganz allgemein gleich $v\,dt/\lambda$, wobei v die Relativgeschwindigkeit und λ die freie Weglänge ist. Letztere erfüllt bekanntlich die Relation

$$\frac{1}{\lambda} = (\text{Anzahl Targetteilchen/cm}^3)\cdot(\text{Kollisionsquerschnitt}) \; .$$

In unserem Fall ist

$|\vec{v}_\alpha' - \vec{v}_\beta'|$ = Relativgeschwindigkeit vor der Kollision

$f_\ell^{\beta}(\vec{r},\vec{v}_\beta',t)\,d^3v_\beta'$ = Anzahl Targetteilchen vom Typ B pro Volumeneinheit (6.5)

$\sigma_{k\ell,\alpha'\beta',00}^{nm,\alpha\beta,00}(\vec{v}_\alpha' \rightarrow \vec{v}_\alpha)\,d^3v_\alpha$ = Wirkungsfunktion für die inelastische Streuung von Teilchen A'(k) in das Geschwindigkeitselement d^3v_α (Erläuterung der Nomenklatur in Appendix 1)

σd^3v hat die Dimension eines Wirkungsquerschnitts (cm^2), aber σ selber ist kein Querschnitt sondern eine Kombination von Querschnitt, Wahrscheinlichkeit, dass das gestreute Teilchen im Geschwindigkeitsintervall d^3v landet, und einer Normierungskonstante. σ wird daher in dieser Arbeit Wirkungsfunktion statt Wirkungsquerschnitt genannt.

Die Gesamtheit der Kollisionen vom Typ der Gleichung (6.3) ist das Produkt aller Terme in Gl. (6.4) und (6.5), integriert über alle Variablen ausser $d^3rd^3v_\alpha$. Dabei fällt, wie schon erwähnt, das Phasenelement $d^3rd^3v_\alpha$ weg, weil die ganze Gleichung damit durchdividiert wurde. Auf der rechten Seite bleibt daher das Integral,

$$A'(k)+B'(l) \rightarrow A(n)+B(m) = \int f_k^{\alpha,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha',t)\, f_l^{\beta,0}(\vec{r},\vec{v}_\beta',t)\, |\vec{v}_\alpha'-\vec{v}_\beta'|\, \sigma_{kl,\alpha'\beta',00}^{nm,\alpha\beta,00}(\vec{v}_\alpha' \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v_\alpha'\, d^3v_\beta' . \quad (6.6)$$

Die meisten Ausdrücke auf der rechten Seite von Gl. (6.2) sind von dieser Art, obwohl sie im Detail davon abweichen mögen. Um dieses Kapitel nicht mit zu vielen Integralen zu belasten, sind alle Integrale, die in Gl. (6.2) vorkommen, in Appendix 1 angegeben.

Im thermischen Gleichgewicht verschwinden die Kollisionsintegrale (1.1)-(4.2, weil

$$f(\vec{v}_\alpha')f(\vec{v}_\beta') - f(\vec{v}_\alpha)f(\vec{v}_\beta) = 0 \qquad (6.7)$$

ist. Dies gilt für angeregte wie für nicht angeregte Teilchen mit Anregungstemperatur $T_e \neq T_s$, sofern sie die gleiche kinematische Temperatur T_s haben. Die Rechnungen werden durch diese Annahme natürlich sehr vereinfacht, weil alle elastischen Integrale, die Stösse zwischen schweren Teilchen beschreiben, verschwinden. Es wäre aber ein grosser Zufall, wenn die gewählten Anfangsbedingungen zu Beginn der Rechnung bereits dem Gleichgewichtszustand entsprechen würden. Im allgemeinen muss sich das Gleichgewicht erst einspielen,

so dass sich die Stossintegrale nicht von Anfang an wegheben. In dieser Arbeit werden die Stossintegrale daher, der Vollständigkeit halber, angegeben. Erst wenn es zur numerischen Auswertung kommt, kann man sich überlegen, ob sie weggelassen werden sollen, weil der iterative Lösungsvorgang möglicherweise auch ohne sie zu einem stationären Zustand konvergiert.

Obwohl die angeregten Teilchen die gleiche Kinematik haben wie die nicht angeregten, kann man sie in dieser Theorie nicht vernachlässigen, weil sie ein verhältnismässig leicht zugängliches Reservoir von Elektronen darstellen. Angeregte Atome und Moleküle sind bekanntlich leichter zu ionisieren als Teilchen im Grundzustand. Ausserdem emittieren sie Strahlung und absorbieren sie wieder, so dass sie auch in dieser Hinsicht eine wichtige Funktion ausüben.

Die Integrale, die in der Boltzmanngleichung vorkommen, werden in der Literatur im allgemeinen nicht explizite ausgewertet, da die Integration bei festgehaltenem $\vec{v}_\alpha$ und unter Berücksichtigung der Erhaltungssätze von Impuls und Energie kompliziert ist. Stattdessen wird die rechte Seite der Boltzmanngleichung meist durch gemessene, geschätzte, oder nach einfachen Kriterien berechnete Konstanten und Funktionen ersetzt. Die physikalische Bedeutung dieser approximativen Ausdrücke und ihrer Ableitung geht aber am klarsten aus dem vollständig ausgeführten Integral hervor. Aus diesem Grund werden alle Integrale in Appendix 7 soweit explizit ausgerechnet, wie es ohne detaillierte Kenntnis der Wirkungsquerschnitte und der Elektronenverteilungsfunktion möglich ist. Appendix 7 ist daher sehr umfangreich, kann aber bei der Lektüre der Hauptkapitel dieser Arbeit übergangen werden. Eine erste Auswertung des vollständigen Systems von gekoppelten nichtlinearen Boltzmann- und Maxwellgleichungen muss aber wieder auf die oben

erwähnte vereinfachte Darstellung der rechten Seite zurückgreifen.

6.1.1. Neutrale Atome im Grundzustand

Die Ableitung der rechten Seite von Gl. (6.1) für neutrale Atome im Grundzustand ist ausführlich in Appendix 1 beschrieben. Nach Gl. (A1.1.25) gilt (der Anregungsindex n wird im Grundzustand weggelassen),

$$\frac{\partial f^{\alpha,0}}{\partial t} = \Sigma_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) - \Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) + S^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t). \qquad (6.8)$$

In Kugelgeometrie hat Gl. (6.1) dann folgende Form:

$$\frac{\partial f^{\alpha,0}}{\partial t} + v_\alpha \mu_\alpha \frac{\partial f^{\alpha,0}}{\partial r} + v_\alpha \frac{1-\mu_\alpha^2}{r} \frac{\partial f^{\alpha,0}}{\partial \mu_\alpha} + \Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) -$$

$$- \Sigma_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = S^{\alpha}(r,v_\alpha,t). \qquad (6.9)$$

Um die Winkelabhängigkeit von Gl. (6.9) zu eliminieren, setzt man die Entwicklung von Gl. (5.5) in Gl. (6.9) ein, multipliziert durch mit $P_{\lambda'}(\mu_\alpha)$ und integriert über μ_α. Das Resultat ist,

$$\frac{\partial f_\lambda^{\alpha,0}}{\partial t} + v_\alpha \frac{\lambda}{2\lambda+1} \frac{\partial f_{\lambda-1}^{\alpha,0}}{\partial r} + v_\alpha \frac{\lambda+1}{2\lambda+1} \frac{\partial f_{\lambda+1}^{\alpha,0}}{\partial r} - v_\alpha \frac{\lambda(\lambda-1)}{2\lambda+1} \frac{1}{r} f_{\lambda-1}^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) +$$

$$+ v_\alpha \frac{(\lambda+1)(\lambda+2)}{2\lambda+1} \frac{1}{r} f_{\lambda+1}^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) + \Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f_\lambda^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) - \Sigma_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\,\delta_{\lambda,0} =$$

$$= S^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) \qquad (6.10)$$

$$\lambda = 0,1,2,\ldots .$$

Die Anisotropie ist bei allen Teilchen, inklusive der Elektronen, bestimmt sehr gering, so dass man sich in Gl.(6.10) auf die Werte

$\lambda=0$ und $\lambda=1$ beschränken kann. Daraus entstehen die beiden gekoppelten Gleichungen (mit $f_2^{\alpha,0}=0$),

$$\lambda=0: \quad \frac{\partial f_0^{\alpha,0}}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial f_1^{\alpha,0}}{\partial r} + v_\alpha \frac{2}{r} f_1^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) +$$

$$+ \left[\Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) - L_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) \right] f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = S^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) \tag{6.11a}$$

$$\lambda=1: \quad \frac{\partial f_1^{\alpha,0}}{\partial t} + \frac{v_\alpha}{3} \frac{\partial f_0^{\alpha,0}}{\partial r} + L^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) f_1^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = 0 . \tag{6.11b}$$

Lösungsmethoden für dieses Gleichungssystem werden in Kapitel besprochen.

6.1.2. Neutrale Atome im angeregten Zustand

Die meiste Zeit verbringen die schweren Teilchen in einem Zustand, der praktisch dem lokalen thermodynamischen Gelichgewicht entspricht. In guter Näherung kann man daher für $f_n^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)$ die erste Zeile von Gl. (5.10) verwenden. $f^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)$ wiederum ist in Gl. (5.11) gegeben, in der $f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)$ und $f_1^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)$ die Lösungen von Gl. (6.11) sind. Die Alternative zu diesem Vorgehen wäre, für jeden Anregungszustand n ein Gleichungssystem vom Typ (6.11) anzusetzen mit den entsprechenden Quelltermen. Das würde das ohnehin schon komplizierte Problem noch viel mehr komplizieren ohne wesentliche Vorteile zu bringen, so dass in dieser Arbeit für angeregte Zustände immer Gl. (5.10) benutzt wird.

6.2. Neutrale Moleküle

Die Boltzmann Gleichung für Moleküle ist wiederum Gl. (6.1). Zur besseren Unterscheidung der Verteilungsfunktionen von Atomen und Molekülen werden α und n von $f_n^{\alpha,o}$ durch (2α) und q oder p ersetzt, da es sich ausschliesslich um 2-atomige Moleküle handelt, deren Anregungszustände nicht nur elektronisch sondern auch vibratorisch und rotatorisch sein können.

Rotationsniveaus sind vom Standpunkt der Kugelblitztheorie unwichtig, dagegen spielen Vibrationsniveaus eine Rolle, weil angeregte Moleküle viel einfacher dissoziiert werden können als Moleküle im Vibrationsgrundzustand. In Tabelle 3 ist E_1 die Energie des ersten Vibrationsniveaus, E_e die Anregungsenergie des ersten elektronischen Niveaus, E_d die Dissoziationsenergie und E_i die Ionisationsenergie von O_2 und N_2. Vergleicht man die Werte in der

Tabelle 3

	O_2	N_2
E_1 (eV)	0.192	0.288
E_e "	0.92	6.1
E_d "	5.080	9.756
E_i "	12.5	15.5

Tabelle mit der thermischen Energie bei 2000 K, $\frac{3}{2}kT=0.259$ eV, so erkennt man, dass die niedrigen Vibrationsniveaus zwar durch thermische Kollisionen angeregt werden können, dass der überwiegende Teil der Dissoziationen aber von Kollisionen mit schnellen Elektronen herrühren muss. Wir nehmen im folgenden daher an, dass

<u>Tabelle 4</u>

Reaktionen neutraler Moleküle

(2.1), (2.2): $A_2'(q) + A'(m) \rightleftarrows A_2(q) + A(m)$

(6.1), (6.2): $A_2'(q) + B_2'(p) \rightleftarrows A_2(q) + B_2(p)$

(7.1), (7.2): $A_2'(q) + A'^{+}(m) \rightleftarrows A_2(q) + A^{+}(m)$

(8.1), (8.2): $A_2'(q) + B_2'^{+}(p) \rightleftarrows A_2(q) + B_2^{+}(p)$

(9.1), (9.2): $A_2'(q) + e' \rightleftarrows A_2(q) + e$

(19.1), (19.2): $A_2'(p) + e' \rightleftarrows A_2(q) + e$

(20.1), (20.2): $A_2'(p) + h\nu \rightleftarrows A_2(q)$

(21.1), (21.2): $A_2'(p) \rightleftarrows A_2(q) + h\nu$

(22.2): $A_2(q) + e \rightarrow A'(n) + B'(m) + e'$

(23.2): $A_2(q) + h\nu \rightarrow A'(n) + B'(m)$

(26.1), (26.2): $A_2'^{+}(p) + e' + e'' \rightleftarrows A_2(q) + e$

(27.1), (27.2): $A_2'^{+}(p) + e' \rightleftarrows A_2(q) + h\nu$

Bei den Zahlen (a.b) bezieht sich a auf die entsprechende Reaktion in Tabelle 1. b=1 bezeichnet die direkte ($\rightarrow$), b=2 die inverse ($\leftarrow$) Reaktion.

der Exponent in Gl. (5.10) auch im Fall vibratorischer Anregungsniveaus von $T_e(r.t)$ abhängt.

Die Boltzmanngleichung für neutrale Moleküle ist dann,

$$\frac{\partial f_q^{(2\alpha),0}}{\partial t} + \vec{v}_\alpha \cdot \nabla_r f_q^{(2\alpha),0}(\vec{r}, \vec{v}_\alpha, t) = \frac{\delta f_q^{(2\alpha),0}}{\delta t} . \tag{6.12}$$

Alle Reaktionen, die zur rechten Seite von Gl. (6.12) beitragen, sind in Tabelle 4 angeführt.

6.2.1. Neutrale Moleküle im Grundzustand

Die rechte Seite von Gl.(6.12) ist in Appendix 2 besprochen und führt auf den Ausdruck (vergl. Gl. (A2.1.22)),

$$\frac{\delta f^{(2\alpha),0}}{\delta t} = \Sigma_0^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) f_0^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) - \Sigma^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) f^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) + S^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) . \tag{6.13}$$

Diese Gleichung ist formell dieselbe wie Gl. (6.8) und führt nach Einsetzen in Gl. (6.12) zu einem Resultat, das bis auf die Indizes mit Gl. (6.11) übereinstimmt, nämlich,

$$\lambda = 0: \frac{\partial f_0^{(2\alpha),0}}{\partial t} + v_\alpha \frac{\partial f_1^{(2\alpha),0}}{\partial r} + v_\alpha \frac{2}{r} f_1^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) + \left[\Sigma^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) - \Sigma_0^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t)\right] f_0^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) = S^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) \tag{6.14a}$$

$$\lambda = 1: \frac{\partial f_1^{(2\alpha),0}}{\partial t} + \frac{v_\alpha}{3} \frac{\partial f_0^{(2\alpha),0}}{\partial r} + \Sigma^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) f_1^{(2\alpha),0}(r, v_\alpha, t) = 0 . \tag{6.14b}$$

6.2.2. Neutrale Moleküle im angeregten Zustand

Die Verteilungsfunktion der elektronisch und vibratorisch angeregten Moleküle ist, nach den Ausführungen am Anfang dieses Kapitels, in guter Näherung allein von der Elektronentemperatur abhängig. Es gilt für sie daher die Formel,

$$f_q^{(2\alpha),o}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{g_q^{(2\alpha),o}}{g_0^{(2\alpha),o}} e^{-\frac{E_{q_0}^{(2\alpha)}}{kT_e}} f^{(2\alpha),o}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) . \qquad (6.15)$$

$f^{(2\alpha),o}$ ergibt sich wieder aus Gl. (5.11), in der $f_0^{(2\alpha),o}$ und $f_1^{(2\alpha),o}$ die Lösungen von Gl. (6.14) sind.

Appendix 1

1.1. Der Grundzustand neutraler Atome

In diesem Appendix werden alle Integrale auf der rechten Seite von Gl. (6.2) für den Grundzustand zusammengestellt. Zur besseren Übersicht wird Gl. (6.2) hier noch einmal für den Grundzustand wiederholt (im Grundzustand wird der Index n=0 weggelassen),

$$\frac{\delta f^{\alpha,0}}{\partial t} = (1.1) - (1.2) + (2.1) - (2.2) + (3.1) - (3.2) + (4.1) - (4.2) + (5.1) - (5.2) + (15.1) - (15.2) + (17.1) - (17.2) + (18.1) + (22.1) + (23.1) + (24.1) - (24.2) + (25.1) + (28.1). \tag{A1.1.1}$$

Im folgenden werden die in Gl. (A1.1.1) angegebenen Reaktionen einzeln angeführt. Die Integrale selbst werden in Appendix 7 besprochen. Um die Schreibweise zu vereinfachen, werden die Koordinaten $\vec{r}$ und t in den Verteilungsfunktionen weggelassen und nur die Geschwindigkeiten werden beibehalten. Im übrigen werden folgende Konventionen benutzt:

$$v_{\alpha\beta},\ v'_{\alpha\beta} = |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta|,\ |\vec{v}'_\alpha - \vec{v}'_\beta|$$

$\sigma^{nm,\alpha\beta,ij}_{k\ell,\alpha'\beta',i'j'}(\vec{v}'_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha)$ = Wirkungsfunktion für die Reaktion $A(k) + B(\ell) \rightarrow A(n) + B(m)$. Alle unteren Indizes beziehen sich auf den Zustand vor dem Stoss, alle oberen auf den Zustand nach dem Stoss. Der Index (oder die Indizes) vor dem ersten Komma bezeichnet den Anregungszustand. Die Indizes zwischen dem ersten und zweiten Komma bezeichnen die Teilchen (Atome,

Moleküle, Elektronen, Lichtquanten), die an der Reaktion teilnehmen. Bei zweiatomigen Molekülen wird die Bezeichnung (2α) oder (2β) verwendet. Ein Strich an diesen Indizes, z.B. α', bedeutet, dass das Teilchen die Geschwindigkeit $\vec{v}_\alpha'$ hat. Ohne Strich ist die Geschwindigkeit $\vec{v}_\alpha$. Die Indizes nach dem zweiten Komma geben den Ionisationsgrad an (0=neutral, 1=einfach ionisiert). Bei Elektronen und Lichtquanten werden die Indizes für angeregte Zustände und Ionisationsgrad weggelassen. Bei der inversen Reaktion die oberen und unteren Indizes im allgemeinen vertauscht und das Argument von σ ist $\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha'$.

Die Reaktionen im einzelnen sind:

(1.1): $A'(0) + B'(m) \rightarrow A(0) + B(m) = \sum_{\beta,m} \left(1-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}\delta_{m0}\right) \times$

$$\times \int f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha') f_m^{\beta,0}(\vec{v}_\beta') v_{\alpha\beta}' \sigma^{0m,\alpha\beta,00}_{0m,\alpha'\beta',00}(\vec{v}_\alpha' \rightarrow \vec{v}_\alpha) d^3v_\alpha' d^3v_\beta'$$

$$\approx \sum_{\beta,m} \left(1-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}\delta_{m0}\right) \frac{g_m^{\beta,0}}{g_0^{\beta,0}} e^{-\frac{E^\beta_{m0}}{kT_e}} \int f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha') f^{\beta,0}(\vec{v}_\beta') v_{\alpha\beta}' \sigma^{0m,\alpha\beta,00}_{0m,\alpha'\beta',00}(\vec{v}_\alpha' \rightarrow \vec{v}_\alpha) d^3v_\alpha' d^3v_\beta' \quad \text{(A1.1.2)}$$

unter Benutzung von Gl. (5.10) für $f_m^{\beta,0}$. Die Summe erstreckt sich über alle Arten von neutralen Atomen (β), die mit A(0) kollidieren können und über alle Anregungszustände m. Die Kronecker Deltas verhindern, dass alle Reaktionen doppelt gezählt werden, wenn A(0) mit sich selber kollidiert.

Die Reaktion kann jetzt folgendermassen geschrieben werden,

$$(1.1) = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{\alpha,0}(1.1)$$

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(1.1) = \sum_{\beta,m}' \frac{g_m^{\beta,0}}{g_0^{\beta,0}} e^{-\frac{E_{m0}^{\beta}}{kT_e}} \Sigma_{m,\alpha'\beta',00}^{m,\alpha\beta,00}(v_\alpha)\left(1-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}\delta_{m0}\right). \tag{A1.1.3}$$

Die Grösse $\Sigma_{m,\alpha'\beta',00}^{m,\alpha\beta,00}(v_\alpha)$ ist in Gl. (A7.4.26) angegeben.

$$(1.2):\ A(0) + B(m) \rightarrow A'(0) + B'(m) = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{\alpha,0}(1.2)$$

$$\Sigma^{\alpha,0}(1.2) = \sum_{\beta,m}\left(1-\frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}\delta_{m0}\right)\frac{g_m^{\beta,0}}{g_0^{\beta,0}} e^{-\frac{E_{m0}^{\beta}}{kT_e}} \Sigma_{m,\alpha\beta,00}^{m,\alpha'\beta',00}(v_\alpha),\ \text{vergl. Gl. (A7.4.35).} \tag{A1.1.4}$$

$$(2.1):\ A'(0) + B_2'(q) \rightarrow A(0) + B_2(q) = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{\alpha,0}(2.1)$$

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(2.1) = \sum_{(2\beta),q} \frac{g_q^{(2\beta),0}}{g_0^{(2\beta),0}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\beta)}}{kT_e}} \Sigma_{0q,\alpha'(2\beta'),00}^{0q,\alpha(2\beta),00}(v_\alpha),\ \text{vergl. Gl. (A7.4.26).} \tag{A1.1.5}$$

$$(2.2):\ A(0) + B_2(q) \rightarrow A'(0) + B_2'(q) = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{\alpha,0}(2.2)$$

$$\Sigma^{\alpha,0}(2.2) = \sum_{(2\beta),q}' \frac{g_q^{(2\beta),0}}{g_0^{(2\beta),0}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\beta)}}{kT_e}} \Sigma_{0q,\alpha(2\beta),00}^{0q,\alpha'(2\beta'),00}(v_\alpha),\ \text{vergl. Gl. (A7.4.35).} \tag{A1.1.6}$$

$$(3.1):\ A'(0) + B'^{+}(m) \rightarrow A(0) + B^{+}(m) = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{\alpha,0}(3.1)$$

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(3.1) = \sum_{\beta,m} \frac{g_m^{\beta,1}}{g_0^{\beta,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\beta,1}}{kT_e}} \Sigma_{0m,\alpha'\beta',01}^{0m,\alpha\beta,01}(v_\alpha),\ \text{vergl. Gl. (A7.4.26).} \tag{A1.1.7}$$

(3.2): $A(0) + B^+(m) \rightarrow A'(0) + B'^+(m) = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\,\Sigma^{\alpha,0}(3.2)$

(A1.1.8)

$$\Sigma^{\alpha,0}(3.2) = \sum_{\beta,m} \frac{g_m^{\beta,1}}{g_0^{\beta,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\beta,1}}{kTe}} \Sigma_{0m,\alpha\beta,01}^{0m,\alpha'\beta',01}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.4.35).

(4.1): $A'(0) + B_2'^+(q) \rightarrow A(0) + B_2^+(q) = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\,\Sigma_0^{\alpha,0}(4.1)$

(A1.1.9)

$$\Sigma^{\alpha,0}(4.1) = \sum_{(2\beta),q} \frac{g_q^{(2\beta),1}}{g_0^{(2\beta),1}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\beta),1}}{kTe}} \Sigma_{0q,\alpha'(2\beta'),01}^{0q,\alpha(2\beta),01}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.4.26).

(4.2): $A(0) + B_2^+(q) \rightarrow A'(0) + B_2'(q) = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\,\Sigma^{\alpha,0}(4.2)$

(A1.1.10)

$$\Sigma^{\alpha,0}(4.2) = \sum_{(2\beta),q} \frac{g_q^{(2\beta),1}}{g_0^{(2\beta),1}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\beta),1}}{kTe}} \Sigma_{0q,\alpha(2\beta),01}^{0q,\alpha'(2\beta'),01}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.4.35).

(5.1): $A'(0) + e' \rightarrow A(0) + e = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\,\Sigma_0^{\alpha,0}(5.1)$

(A1.1.11)

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(5.1) = \Sigma_{0,\alpha'e',0}^{0,\alpha e,0}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.3.35) mit $E_{nm}=0$.

(5.2): $A(0) + e \rightarrow A'(0) + e' = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\,\Sigma^{\alpha,0}(5.2)$

(A1.1.12)

$$\Sigma^{\alpha,0}(5.2) = \Sigma_{0,\alpha e,0}^{0,\alpha'e',0}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.3.48) mit $E_{nm}=0$.

(15.1): $A'(m) + e' \rightarrow A(0) + e = f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\,\Sigma_0^{\alpha,0}(15.1)$

(A1.1.13)

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(15.1) = \sum_{m\neq 0} \frac{g_m^{\alpha,0}}{g_0^{\alpha,0}} e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha}}{kTe}} \Sigma_{m,\alpha'e',0}^{0,\alpha e,0}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.3.35).

(15.2): A(0) + e → A'(m) + e' = $f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{\alpha,0}(15.2)$

$$\Sigma^{\alpha,0}(15.2) = \sum_m \left[\Sigma^{m,\alpha' e',0}_{0,\alpha e,0} \right], \text{ vergl. Gl. (A7.3.48).} \tag{A1.1.14}$$

(17.1): A'(m) → A(0) + hν = $f_0^{\alpha,0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{\alpha,0}(17.1)$

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(17.1) = \frac{1}{4\pi} \sum_{m>0} \frac{g_m^{\alpha,0}}{g_0^{\alpha,0}}\, e^{-\frac{E^\alpha_{m0}}{kT_e}}\, \varkappa^{0,\alpha\nu,0}_{m,\alpha',0} \left[1 + \frac{c^3}{2} \int \frac{1}{\nu^2} \phi_m^0(\nu) f^\nu(\vec{\nu})\, d^3\nu \right]. \tag{A1.1.15}$$

In dieser Gleichung ist $\varkappa$ der Koeffizient für spontane Emission und $\phi^0_m(\nu)$ die Linienbreite. Der Ausdruck in eckigen Klammern ist der Beitrag der induzierten Emission, der durch die Bose-Einstein Statistik der Lichtquanten entsteht.

(17.2): A(0) + hν → A'(m) = $f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{\alpha,0}(17.2)$

$$\Sigma^{\alpha,0}(17.2) = \sum_m \left[\Sigma^{m,\alpha',0}_{0,\alpha\nu,0} \right], \text{ vergl. Gl. (A7.6.11).} \tag{A1.1.16}$$

(18.1): $A_2'^{+}(q)$ + e' → A(0) + B(m) = $S^{\alpha,0}(18.1)$

$$S^{\alpha,0}(18.1) = \sum_{\substack{(2\alpha),\beta \\ q,m}} f_0^{(2\alpha),1}(v_\alpha)\, \frac{g_q^{(2\alpha),1}}{g_0^{(2\alpha),1}}\, e^{-\frac{E_{q0}^{(2\alpha),1}}{kT_e}}\, \Sigma^{0m,\alpha\beta,00}_{q,(2\alpha')e',1}(v_\alpha), \text{ vergl. Gl. (A7.5.11).} \tag{A1.1.17}$$

(22.1): $A_2'(q)$ + e' → A(0) + B(m) + e = $S^{\alpha,0}(22.1)$

$$S^{\alpha,0}(22.1) = \sum_{\substack{(2\alpha),\beta \\ q,m}} f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha)\, \frac{g_q^{(2\alpha),0}}{g_0^{(2\alpha),0}}\, e^{-\frac{E_{q0}^{(2\alpha)}}{kT_e}}\, \Sigma^{0m,\alpha\beta e,00}_{q,(2\alpha')e',0}(v_\alpha). \tag{A1.1.18}$$

(23.1): $A_2'(q) + h\nu \rightarrow A(0) + B(m) = S^{\alpha,0}(23.1)$

(A1.1.19)

$$S^{\alpha,0}(23.1) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\substack{(2\alpha),\beta\\ q,m}} f_0^{(2\alpha)}(v_\alpha) \frac{g_q^{(2\alpha),0}}{g_0^{(2\alpha),0}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\alpha)}}{kT_e}} \sum_{q,(2\alpha')\nu,0}^{0m,\alpha\beta,00}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.6.25).

(24.1): $A'^{+}(m) + e' + e'' \rightarrow A(0) + e = S^{\alpha,0}(24.1)$

(A1.1.20)

$$S^{\alpha,0}(24.1) = f_0^{\alpha,1}(v_\alpha) \sum_m \frac{g_m^{\alpha,1}}{g_0^{\alpha,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha,1}}{kT_e}} \sum_{m,\alpha'e'e'',1}^{0,\alpha e,0}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.8.23).

(24.2): $A(0) + e \rightarrow A'^{+}(m) + e' + e'' = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha) \Sigma^{\alpha,0}(24.2)$

(A1.1.21)

$$\Sigma^{\alpha,0}(24.2) = \sum_m \left[\Sigma_{0,\alpha e,0}^{m,\alpha'e'e'',1} \right].$$

(25.1): $A'^{+}(m) + e' \rightarrow A(0) + h\nu = S^{\alpha,0}(25.1)$

(A1.1.22)

$$S^{\alpha,0}(25.1) = \frac{1}{4\pi} f_0^{\alpha,1}(v_\alpha) \sum_m \frac{g_m^{\alpha,1}}{g_0^{\alpha,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha,1}}{kT_e}} \Sigma_{m,\alpha'e',1}^{0,\alpha\nu,0}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.6.43).

(25.2): $A(0) + h\nu \rightarrow A'^{+}(m) + e' = f^{\alpha,0}(\vec{v}_\alpha) \Sigma^{\alpha,0}(25.2)$

(A1.1.23)

$$\Sigma^{\alpha,0}(25.2) = \sum_m \left[\Sigma_{0,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'e',1} \right]$$, vergl. Gl. (A7.6.46).

(28.1): $A_2'^{+}(q) + h\nu \rightarrow A(0) + B^{+}(m) = S^{\alpha,0}(28.1)$

(A1.1.24)

$$S^{\alpha,0}(28.1) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\substack{(2\alpha'),\beta\\ q,m}} f_0^{(2\alpha),1}(v_\alpha) \frac{g_q^{(2\alpha),1}}{g_0^{(2\alpha),1}} e^{-\frac{E_{q0}^{(2\alpha),1}}{kT_e}} \sum_{q,(2\alpha')\nu,1}^{0m,\alpha\beta,01}(v_\alpha)$$, vergl. Gl. (A7.6.25).

In allen Quelltermen $S^{\alpha,0}$ ist die explizit angegebene Verteilungsfunktion dort, wo in Appendix 7 der Ausdruck $f(\vec{v}_\alpha)$ steht, durch $\frac{1}{4\pi} f_0(v_\alpha)$ ersetzt worden.

Die Integrale können jetzt in Gl. (A1.1.1) eingesetzt werden, wodurch man folgenden Ausdruck erhält:

$$\frac{\delta f^{\alpha,0}}{\delta t} = \Sigma_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) - \Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\, f^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) + S^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)$$

$$\Sigma_0^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = \Sigma_0^{\alpha,0}(1.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(2.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(3.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(4.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(5.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(15.1) + \Sigma_0^{\alpha,0}(17.1) \tag{A1.1.25}$$

$$\Sigma^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = \Sigma^{\alpha,0}(1.2) + \Sigma^{\alpha,0}(2.2) + \Sigma^{\alpha,0}(3.2) + \Sigma^{\alpha,0}(4.2) + \Sigma^{\alpha,0}(5.2) + \Sigma^{\alpha,0}(15.2) + \Sigma_0^{\alpha,0}(17.2) + \Sigma^{\alpha,0}(24.2) + \Sigma^{\alpha,0}(25.2)$$

$$S^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t) = S^{\alpha,0}(18.1) + S^{\alpha,0}(22.1) + S^{\alpha,0}(23.1) + S^{\alpha,0}(24.1) + S^{\alpha,0}(25.1) + S^{\alpha,0}(28.1).$$

Appendix 2

2.1. Der Grundzustand neutraler Moleküle

Die rechte Seite von Gl. (6.12) ist, aufgrund von Tabelle 4,

$$\frac{\delta f}{\delta t}^{(2\alpha),o} = (2.1) - (2.2) + (6.1) - (6.2) + (7.1) - (7.2) + (8.1) - (8.2) + (9.1) - (9.2) + (19.1) - (19.2) + (21.1) - (21.2) - (22.2) - (23.2) + (26.1) - (26.2) + (27.1) - (27.2) \ . \qquad (A2.1.1)$$

Die Reaktionen im einzelnen sind,

(2.1): $A_2'(0) + A'(m) \rightarrow A_2(0) + A(m) = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{(2\alpha),0}(2.1)$ (A2.1.2)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(2.1) = \sum_{\alpha,m} \frac{g_m^{\alpha,0}}{g_0^{\alpha,0}}\, e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha}}{kT_e}}\, \Sigma^{0m,(2\alpha),\alpha,00}_{0m,(2\alpha')\alpha',00}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.26).

(2.2): $A_2(0) + A(m) \rightarrow A_2'(0) + A'(m) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(2.2)$ (A2.1.3)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(2.2) = \sum_{\alpha,m}' \frac{g_m^{\alpha,0}}{g_0^{\alpha,0}}\, e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha}}{kT_e}}\, \Sigma'^{0m,(2\alpha')\alpha',00}_{0m,(2\alpha)\alpha,00}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.35).

(6.1): $A_2'(0) + B_2'(p) \rightarrow A_2(0) + B_2(p) = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{(2\alpha),0}(6.1)$ (A2.1.4)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(6.1) = \sum_{\beta,p} \left(1 - \tfrac{1}{2}\delta_{(2\alpha),(2\beta)}\delta_{p0}\right) \frac{g_p^{(2\beta),0}}{g_0^{(2\beta),0}}\, e^{-\frac{E_{p0}^{(2\beta)}}{kT_e}}\, \Sigma^{0p,(2\alpha)(2\beta),00}_{0p,(2\alpha')(2\beta'),00}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.26).

(6.2): $A_2(0) + B_2(p) \rightarrow A_2'(0) + B_2'(p) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(6.2)$ (A2.1

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(6.2) = \sum_{\beta,p} \left(1 - \tfrac{1}{2}\delta_{(2\alpha),(2\beta)}\delta_{p0}\right) \frac{g_p^{(2\beta),0}}{g_0^{(2\beta),0}}\, e^{-\frac{E_{p0}^{(2\beta)}}{kT_e}}\, \Sigma^{0p,(2\alpha')(2\beta'),00}_{0p,(2\alpha)(2\beta),00}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.35).

(7.1): $A_2^{\prime}(0) + A^{\prime +}(m) \rightarrow A_2(0) + A^+(m) = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha) \Sigma_0^{(2\alpha),0}(7.1)$

(A2.1.6)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(7.1) = \sum_{\alpha,m} \frac{g_m^{\alpha,1}}{g_0^{\alpha,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha,1}}{kT_e}} \Sigma_{0m,(2\alpha')\alpha',01}^{0m,(2\alpha)\alpha,01}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.26).

(7.2): $A_2(0) + A^+(m) \rightarrow A_2^{\prime}(0) + A^{\prime +}(m) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha) \Sigma^{(2\alpha),0}(7.2)$

(A2.1.7)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(7.2) = \sum_{\alpha,m} \frac{g_m^{\alpha,1}}{g_0^{\alpha,1}} e^{-\frac{E_{m0}^{\alpha,1}}{kT_e}} \Sigma_{0m,(2\alpha)\alpha,01}^{0m,(2\alpha')\alpha',01}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.35).

(8.1): $A_2^{\prime}(0) + B_2^{\prime +}(p) \rightarrow A_2(0) + B_2^+(p) = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha) \Sigma_0^{(2\alpha),0}(8.1)$

(A2.1.8)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(8.1) = \sum_{\beta,p} \frac{g_p^{(2\beta),1}}{g_0^{(2\beta),1}} e^{-\frac{E_{p0}^{(2\beta),1}}{kT_e}} \Sigma_{0p,(2\alpha')(2\beta'),01}^{0p,(2\alpha)(2\beta),01}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.26).

(8.2): $A_2(0) + B_2^+(p) \rightarrow A_2^{\prime}(0) + B_2^{\prime +}(p) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha) \Sigma^{(2\alpha),0}(8.2)$

(A2.1.9)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(8.1) = \sum_{\beta,p} \frac{g_p^{(2\beta),1}}{g_0^{(2\beta),1}} e^{-\frac{E_{p0}^{(2\beta),1}}{kT_e}} \Sigma_{0p,(2\alpha)(2\beta),01}^{0p,(2\alpha')(2\beta'),01}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.4.35).

(9.1): $A_2^{\prime}(0) + e^{\prime} \rightarrow A_2(0) + e = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha) \Sigma_0^{(2\alpha),0}(9.1)$

(A2.1.10)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(9.1) = \Sigma_{0,(2\alpha')e',0}^{0,(2\alpha)e,0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.3.35) mit $E_{nm}=0$.

(9.2): $A_2(0) + e \rightarrow A_2^{\prime}(0) + e^{\prime} = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha) \Sigma^{(2\alpha),0}(9.2)$

(A2.1.11)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(9.2) = \Sigma_{0,(2\alpha)e,0}^{0,(2\alpha')e',0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.3.48) mit $E_{nm}=0$.

(19.1): $A_2'(p) + e' \rightarrow A_2(0) + e = f_0^{(2\alpha),0}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{(2\alpha),0}(19.1)$

(A2.1.12)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(19.1) = \sum_{p\neq 0} \frac{g_p^{(2\alpha),0}}{g_0^{(2\alpha),0}}\, e^{-\frac{E_{p0}^{(2\alpha)}}{kT_e}}\, \Sigma_{p,(2\alpha')e',0}^{0,(2\alpha)e,0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.3.35).

(19.2): $A_2(0) + e \rightarrow A_2'(p) + e' = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(19.2)$

(A2.1.13)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(19.2) = \sum_{p\neq 0} \frac{g_p^{(2\alpha),0}}{g_0^{(2\alpha),0}}\, e^{-\frac{E_{p0}^{(2\alpha)}}{kT_e}}\, \Sigma_{p,(2\alpha)e,0}^{0,(2\alpha')e',0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.3.48).

(21.1): $A_2'(p) \rightarrow A_2(0) + h\nu = f_0^{(2\alpha)}(v_\alpha)\, \Sigma_0^{(2\alpha),0}(21.1)$

(A2.1.14)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(21.1) = \frac{1}{4\pi} \sum_{p>0} \frac{g_p^{(2\alpha),0}}{g_0^{(2\alpha),0}}\, e^{-\frac{E_{p0}^{(2\alpha)}}{kT_e}}\, \varkappa_{q,(2\alpha'),0}^{0,(2\alpha)\nu,0} \left[1 + \frac{c^3}{2}\int \frac{1}{\nu^2}\, \phi_p^0(\nu)\, f^\nu(\vec{\nu})\, d^3\nu\right].$$

(21.2): $A_2(0) + h\nu \rightarrow A_2'(p) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(21.2)$

(A2.1.15)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(21.2) = \sum_p \left[\Sigma_{0,(2\alpha)\nu,0}^{p,(2\alpha'),0}\right],$$ vergl. Gl. (A7.6.11).

(22.2): $A_2(0) + e \rightarrow A'(n) + B'(m) + e' = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(22.2)$

(A2.1.16)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(22.2) = \sum_{n,m} \left[\Sigma_{0,(2\alpha)e,0}^{nm,\alpha'\beta' e',00}(v_\alpha)\right],$$

(23.2): $A_2(0) + h\nu \rightarrow A'(n) + B'(m) = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(23.2)$

(A2.1.17)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(23.2) = \sum_{nm} \left[\Sigma_{0,(2\alpha)\nu,0}^{nm,\alpha'\beta',00}\right],$$ vergl. Gl. (A7.6.50).

(26.1): $A_2^{'+}(p) + e' + e'' \rightarrow A_2(0) + e = S^{(2\alpha),0}(26.1)$

(A2.1.18)

$$S^{(2\alpha),0}(26.1) = f_0^{(2\alpha),1}(v_\alpha) \sum_p \frac{g_p^{(2\alpha),1}}{g_0^{(2\alpha),1}} e^{-\frac{E_{p0}^{(2\alpha),1}}{kTe}} \Sigma_{p,(2\alpha')e'e'',1}^{0,(2\alpha)e,0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.8.23).

(26.2): $A_2(0) + e \rightarrow A_2^{'+}(p) + e' + e'' = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(26.2)$

(A2.1.19)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(26.2) = \sum_p \left[\Sigma_{0,(2\alpha)e,0}^{p,(2\alpha')e'e'',1}(v_\alpha) \right],$$

(27.1): $A_2^{'+}(p) + e' \rightarrow A_2(0) + h\nu = S^{(2\alpha),0}(27.1)$

(A2.1.20)

$$S^{(2\alpha),0}(27.1) = \frac{1}{4\pi} f_0^{(2\alpha),1}(v_\alpha) \sum_p \frac{g_p^{(2\alpha),1}}{g_0^{(2\alpha),1}} e^{-\frac{E_{p0}^{(2\alpha),1}}{kTe}} \Sigma_{p,(2\alpha')e',1}^{0,(2\alpha)\nu,0}(v_\alpha),$$ vergl. Gl. (A7.6.43).

(27.2): $A_2(0) + h\nu \rightarrow A_2^{'+}(p) + e' = f^{(2\alpha),0}(\vec{v}_\alpha)\, \Sigma^{(2\alpha),0}(27.2)$

(A2.1.21)

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(27.2) = \sum_p \left[\Sigma_{0,(2\alpha)\nu,0}^{p,(2\alpha')e',1} \right],$$ vergl. Gl. (A7.6.46).

Mit diesen Formeln erhält man für Gl. (A2.1.1) den Ausdruck,

$$\frac{\delta f^{(2\alpha),0}}{\delta t} = \Sigma_0^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) f_0^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) - \Sigma^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) f^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) + S^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t)$$

(A2.1.22)

$$\Sigma_0^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) = \Sigma_0^{(2\alpha),0}(2.1) + \Sigma_0^{(2\alpha),0}(6.1) + \Sigma_0^{(2\alpha),0}(7.1) + \Sigma_0^{(2\alpha),0}(8.1) + \Sigma_0^{(2\alpha),0}(9.1) +$$

$$+ \Sigma_0^{(2\alpha),0}(19.1) + \Sigma_0^{(2\alpha),0}(21.1)$$

$$\Sigma^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) = \Sigma^{(2\alpha),0}(2.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(6.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(7.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(8.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(9.2) +$$

$$+ \Sigma^{(2\alpha),0}(19.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(21.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(22.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(23.2) +$$

$$+ \Sigma^{(2\alpha),0}(26.2) + \Sigma^{(2\alpha),0}(27.2)$$

(A2.1.22)

$$S^{(2\alpha),0}(r,v_\alpha,t) = S^{(2\alpha),0}(26.1) + S^{(2\alpha),0}(27.1) .$$

Appendix 7

In diesem Appendix werden die Integrale für alle in Kapitel 6 und in den Appendizes 1-6 aufgeführten Reaktionen so weit wie möglich ausgewertet. Die Reihenfolge, in der die Integrale berechnet werden, entspricht ungefähr der Reihenfolge in Kapitel 6.

Da Wirkungsquerschnitte immer im Schwerpunktsystem gemessen oder berechnet werden, erweist es sich als günstig, die Erhaltungssätze, die ja bei jeder Wechselwirkung berücksichtigt werden müssen, zuerst im Schwerpunktsystem zu erfüllen und sie dann, zusammen mit den Querschnitten, in das Laborsystem zu transformieren. Der Zusammenhang zwischen Laborsystem und Schwerpunktsystem ist in Fig. A7-1 für die Kollision

$$A' + B' \longrightarrow A + B$$

der Teilchen A und B dargestellt.

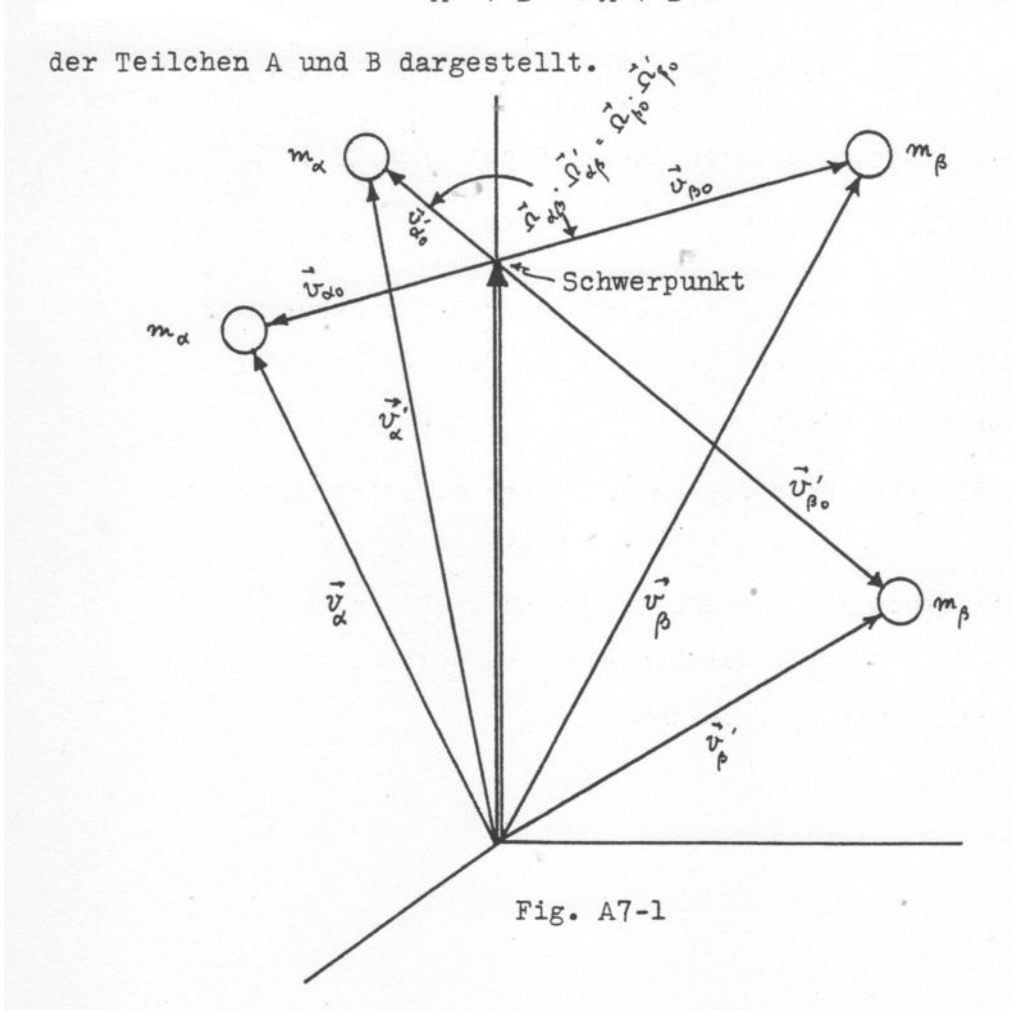


Fig. A7-1

In Fig. A7-1 sind,

$\vec{v}_\alpha'$, $\vec{v}_\beta'$ = Geschwindigkeiten von A und B vor dem Stoss

$\vec{v}_\alpha$, $\vec{v}_\beta$ = Geschwindigkeiten von A und B nach dem Stoss

$$\vec{v}_o = \frac{m_\alpha \vec{v}_\alpha' + m_\beta \vec{v}_\beta'}{m_\alpha + m_\beta} = \frac{m_\alpha \vec{v}_\alpha + m_\beta \vec{v}_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \quad \text{Schwerpunktgeschwindigkeit}$$

(A7.1)

$\vec{v}_{\alpha o}' = \vec{v}_\alpha' - \vec{v}_o$ Geschw. von A rel. zum Schwerpunkt vor dem Stoss

$\vec{v}_{\alpha o} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_o$ Geschw. von A rel. zum Schwerpunkt nach dem Stoss

$\vec{v}_{\beta o}' = \vec{v}_\beta' - \vec{v}_o$ Geschw. von B rel. zum Schwerpunkt vor dem Stoss

$\vec{v}_{\beta o} = \vec{v}_\beta - \vec{v}_o$ Geschw. von B rel. zum Schwerpunkt nach dem Stoss

$\vec{v}_{\alpha\beta}' = \vec{v}_\alpha' - \vec{v}_\beta' = \vec{v}_{\alpha o}' - \vec{v}_{\beta o}'$ Relativgeschwindigkeit vor dem Stoss

$\vec{v}_{\alpha\beta} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta = \vec{v}_{\alpha o} - \vec{v}_{\beta o}$ Relativgeschwindigkeit nach dem Stoss

$\vec{\Omega}_{\alpha\beta}'$, $\vec{\Omega}_{\alpha\beta}$, $\vec{\Omega}_{\beta o}'$, $\vec{\Omega}_{\beta o}$ Einheitsvektoren in den Richtungen $\vec{v}_{\alpha\beta}'$, $\vec{v}_{\alpha\beta}$, $\vec{v}_{\beta o}'$ und $\vec{v}_{\beta o}$

Figur 7-1 gilt nur für 2-Teilchenreaktionen und ist daher nicht für alle Integrale zu gebrauchen. Abweichungen werden in den entsprechenden Sektionen behandelt.

Fast alle Wechselwirkungen bestehen aus einer direkten und einer inversen Reaktion. Sie führen nicht zu vertauschbaren Integralen, weil in beiden Richtungen die gleiche Geschwindigkeit (z.B. $\vec{v}_\kappa$) festgehalten wird. Das Integral der direkten Reaktion wird mit I_1 und das der inversen mit I_2 bezeichnet.

7.1. Inelastische Kollisionen

Inelastische und elastische Stösse führen offensichtlich zu verwandten Integralen, wobei das elastische aus dem inelastischen Integral durch Nullsetzen der Energiedifferenz gewonnen werden kann. Aus diesem Grund soll hier mit dem inelastischen Integral begonnen werden.

Elastische Kollisionen treten in dieser Arbeit zwischen allen Teilchen auf, inelastische dagegen nur zwischen schweren Teilchen und Elektronen oder Photonen. Da die Approximationen, die im ersten (elastischen) Fall gemacht werden, nicht die gleichen sind wie die im zweiten, geht das elastische Streuintegral für schwere Teilchen nicht aus dem inelastischen für Kollisionen zwischen schweren Teilchen und Elektronen hervor. Es ist daher vorteilhaft, als erstes die inelastischen und elastischen Integrale für beliebige Teilchen A und B ohne jede Approximation zu berechnen. Aus diesen können später die gewünschten Näherungslösungen abgeleitet werden.

7.1.1. Das erste inelastische Integral (ohne Approximation)

Die hier betrachtete Reaktion ist

$$A'(m) + B' \rightarrow A(n) + B \,. \qquad \text{(A7.1.1)}$$

Es ist in dieser Arbeit nicht nötig, für B ebenfalls Anregungsniveaus zu berücksichtigen.

Das erste inelastische Integral, das die Reaktion von Gl. (A7.1.1) beschreibt, ist

$$I_{1,m,\alpha'\beta'}^{n,\alpha\beta}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \int f_m^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha{}',t)\, f^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta{}',t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma_{m,\alpha'\beta'}^{n,\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha{}' \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v_\alpha' \, d^3v_\beta' \,. \qquad \text{(A7.1.2)}$$

Die Ionisationsindizes werden in diesem Appendix weggelassen.

Die Erhaltungssätze sind,

Im Laborsystem:
$$m_\alpha \vec{v}_\alpha' + m_\beta \vec{v}_\beta' = m_\alpha \vec{v}_\alpha + m_\beta \vec{v}_\beta \qquad (A7.1.3)$$

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha'^2 + \frac{1}{2} m_\beta v_\beta'^2 = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2} m_\beta v_\beta^2 \pm E_{nm} , \qquad (A7.1.4)$$

mit $E_{nm} = |E_n - E_m|$. Das Pluszeichen gilt für $n>m$, das Minuszeichen für $n<m$. E_n und E_m sind die Anregungsenergien der Atome.

Im Schwerpunktsystem:
$$m_\alpha \vec{v}_{\alpha 0}' + m_\beta \vec{v}_{\beta 0}' = 0 , \quad m_\alpha \vec{v}_{\alpha 0} + m_\beta \vec{v}_{\beta 0} = 0 \qquad (A7.1.5)$$

$$\frac{1}{2} \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v_{\alpha\beta}'^2 = \frac{1}{2} \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v_{\alpha\beta}^2 \pm E_{nm} . \qquad (A7.1.6)$$

Setzt man Gl. (A7.1.5) in Gl. (A7.1) ein, so ergeben sich zwei weitere Ausdrücke für die Relativgeschwindigkeiten:

$$\vec{v}_{\alpha\beta}' = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta} \vec{v}_{\alpha 0}'$$
$$\vec{v}_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta} \vec{v}_{\alpha 0} , \qquad (A7.1.7)$$

mit denen man den Energieerhaltungssatz im Schwerpunktsystem, Gl. (A7.1.6) wie folgt umformen kann:

$$v_{\alpha 0}^2 = v_{\alpha 0}'^2 \mp \frac{2 m_\beta E_{nm}}{m_\alpha (m_\alpha + m_\beta)} . \qquad (A7.1.8)$$

Von den 4 Geschwindigkeiten der Teilchen A und B vor und nach dem Stoss sind, wegen Gl. (A7.1.3) nur 3 linear unabhängig. $\vec{v}_\alpha$ ist ein fester Vektor, so dass nur noch die Vektoren $\vec{v}_\alpha'$ und $\vec{v}_\beta'$ übrig bleiben, über die dann auch integriert wird. Es erweist sich als günstig, die unabhängige Variable

$$\vec{v}_{\alpha\alpha'} \equiv \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\alpha' \qquad (A7.1.9)$$

einzuführen. Aus Gl. (A7.1) für $\vec{v}_0$, $\vec{v}'_{\alpha o}$ und $\vec{v}_{\alpha o}$ lässt sich mit Hilfe von Gl. (A7.1.9) eine weitere nützliche Relation ableiten,

$$\vec{v}'_{\alpha o} = \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}(\vec{v}_\alpha - \vec{v}'_\beta) - \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}\vec{v}_{\alpha\alpha'}$$

$$\vec{v}_{\alpha o} = \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}(\vec{v}_\alpha - \vec{v}'_\beta) + \frac{m_\alpha}{m_\alpha + m_\beta}\vec{v}_{\alpha\alpha'} \quad . \tag{A7.1.10}$$

Der Wirkungsquerschnitt σ hängt bekanntlich nur von der Relativgeschwindigkeit im Schwerpunktsystem $|\vec{v}'_{\alpha o} - \vec{v}'_{\beta o}|$ vor dem Stoss und vom Streukosinus $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o}$ im Schwerpunktsystem ab. $\vec{v}'_{\alpha o}$ und $\vec{v}'_{\beta o}$ liegen nach Fig. A7-1 auf einer Geraden und man kann leicht zeigen, dass

$$\vec{v}'_{\alpha o} - \vec{v}'_{\beta o} = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\alpha}\vec{v}'_{\alpha o} \tag{A7.1.11}$$

ist. Der Querschnitt σ kann daher als Funktion von $\vec{v}'_{\alpha o}$ und $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o}$ aufgefasst werden,

$$\sigma = \sigma(v'_{\alpha o}, \vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o}) . \tag{A7.1.12}$$

Um einen Ausdruck für den Streukosinus zu finden, benutzt man die Relation

$$\vec{v}_{\alpha\alpha'} = \vec{v}_{\alpha o} - \vec{v}'_{\alpha o} , \tag{A7.1.12}$$

die unmittelbar aus den Gleichungen (A7.1.9) und (A7.1) hervorgeht und erhebt beide Seiten zum Quadrat,

$$v^2_{\alpha\alpha'} = v^2_{\alpha o} + v'^2_{\alpha o} - 2 v_{\alpha o} v'_{\alpha o} \vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o} . \tag{A7.1.13}$$

Nach $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o}$ gelöst ergibt das

$$\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o} = \frac{1}{2 v_{\alpha o} v'_{\alpha o}} \left(v^2_{\alpha o} + v'^2_{\alpha o} - v^2_{\alpha\alpha'} \right) . \qquad \text{(A7.1.14)}$$

Die Grössen $v_{\alpha o}$ und $v^2_{\alpha o}$ lassen sich mittels Gl. (A7.1.8) durch $v'_{\alpha o}$ ausdrücken, so dass man schliesslich folgende Formel für den Streukosinus findet:

$$\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha o} = \frac{1}{\sqrt{1 \mp \frac{Q_{\lambda m}}{v'^2_{\alpha o}}}} \left(1 - \frac{v^2_{\alpha\alpha'}}{2 v'^2_{\alpha o}} \mp \frac{Q_{\lambda m}}{2 v'^2_{\alpha o}} \right) = \mu_o (\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}'_\beta)$$

$$Q_{\lambda m} = \frac{2 m_\alpha E_{\lambda m}}{m_\alpha (m_\alpha + m_\beta)} \qquad \text{(A7.1.15)}$$

$$v'^2_{\alpha o} = \frac{m^2_\beta}{(m_\alpha + m_\beta)^2} \left(\vec{v}_\alpha - \vec{v}'_\beta - \vec{v}_{\alpha\alpha'} \right)^2 \qquad \text{(vergl. Gl. (A7.1.10)).}$$

Der Streukosinus im Schwerpunktsystem variiert immer zwischen -1 und 1. Setzt man das in Gl. (A7.1.13) ein und benutzt wieder Gl (A7.1.8) so erkennt man, dass $\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_{\alpha o}}$ nur zwischen bestimmten Grenzen variieren kann, nämlich

$$\left(\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_{\alpha o}} \right)_{\substack{max.\\min.}} = \left| \sqrt{1 \mp \frac{Q_{\lambda m}}{v'^2_{\alpha o}}} \pm 1 \right| . \qquad \text{(A7.1.16)}$$

Bei festgehaltenem $v_{\alpha\alpha'}$ hat die Gleichung mit negativem Zeichen vor der 1 die Lösung

$$v'_{\alpha o_{max.}} = \infty , \qquad \text{(A7.1.17)}$$

wie man leicht erkennt. Für $v'_{\alpha o_{min.}}$ muss das positive Vorzeichen von 1 gewählt werden. Die resultierende Gleichung hat die Lösung

$$v'_{\alpha o_{min.}} = \frac{1}{2} \left(v_{\alpha\alpha'} \pm \frac{Q_{\lambda m}}{v_{\alpha\alpha'}} \right). \qquad \text{(A7.1.18)}$$

Da in I_1, Gl. (A7.1.2), nicht über $v'_{\alpha o}$ sondern über v'_β integriert wird, müssen die Integrationsgrenzen von Gl. (A7.1.17) und (A7.1.18) in solche für v'_β umgewandelt werden. Nach Gl. (A7.1.10) entspricht Gl. (A7.1.17) der Integrationsgrenze

$$v'_{\beta_{max.}} = \infty , \tag{A7.1.19}$$

weil $\vec{v}_{\alpha\alpha'}$ festgehalten wurde und $\vec{v}_\alpha$ sowieso ein fester Vektor ist. Um eine entsprechende Formel für $v'_{\beta_{min.}}$ zu gewinnen schreiben wir $\vec{v}'_{\alpha o}$ in der Form von Gl. (A7.1.10),

$$\vec{v}'_{\alpha o} = \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \left(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'} - \vec{v}'_\beta \right) . \tag{A7.1.20}$$

Erhebt man beide Seiten von Gl. (A7.1.18) zum Quadrat, setzt Gl. (A7.1.20) für $v'^2_{\alpha o}$ ein und löst die so entstandene quadratische Gleichung nach $v'_{\beta_{min.}}$ so ergibt das

$$v'_{\beta_{min.}} = |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}| \cos\theta'_{\alpha\beta} + \sqrt{\frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{4 m_\beta^2} \left(v_{\alpha\alpha'} \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha\alpha'}} \right)^2 - \left(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'} \right)^2 \sin^2\theta'_{\alpha\beta}}$$
$$\cos\theta'_{\alpha\beta} = \vec{\Omega}'_\alpha \cdot \vec{\Omega}'_\beta = \frac{(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}) \cdot \vec{\Omega}'_\beta}{|\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}|} . \tag{A7.1.21}$$

Der erste Term unter der Wurzel von Gl. (A7.1.21) ist unabhängig von $\vec{\Omega}'_\beta$. Integriert man daher als nächstes über $\vec{\Omega}'_\beta$, so muss lediglich darauf geachtet werden, dass die Bedingung

$$|\sin\theta'_{\alpha\beta}| \leq \frac{m_\alpha + m_\beta}{2 m_\beta |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}|} \left| v'_{\alpha\alpha} \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha\alpha'}} \right| \tag{A7.1.22}$$

erfüllt ist.

Der Streuquerschnitt, Gl. (A7.1.12), ist nur im Winkel differentiell Um die Zahl der Teilchen zu ermitteln, die in das Geschwindigkeits-

element $d^3v_{\alpha o}$ gestreut werden, muss σ mit der Wahrscheinlichkeit multipliziert werden, dass ein gestreutes Teilchen in $v^2_{\alpha o}dv_{\alpha o}$ landet. Bei gegebenem $v'_{\alpha o}$ ist $v^2_{\alpha o}$ eindeutig durch Gl. (A7.1.8) bestimmt, so dass für die Wahrscheinlichkeit nur eine normierte δ-Funktion $\delta(v^2_{\alpha o}-v'^2_{\alpha o}\pm Q_{nm})$ in Frage kommt. Für die Normierung gilt

$$C\int \delta(v^2_{\alpha o}-v'^2_{\alpha o}\pm Q_{nm})\,v^2_{\alpha o}\,dv_{\alpha o}=1 \qquad \text{(A7.1.23)}$$

mit C als Normierungskonstante. Die Integration über $v_{\alpha o}$ ergibt für C,

$$C=\frac{2}{v'_{\alpha o}\sqrt{1\mp\frac{Q_{nm}}{v'^2_{\alpha o}}}}\ . \qquad \text{(A7.1.24)}$$

Die Streufunktion $\sigma(\vec{v}'_\alpha\rightarrow\vec{v}_\alpha)d^3v_\alpha$ ist daher

$$\sigma(\vec{v}'_\alpha\rightarrow\vec{v}_\alpha)d^3v_\alpha=\frac{2}{v'_{\alpha o}\sqrt{1\mp\frac{Q_{nm}}{v'^2_{\alpha o}}}}\,\sigma\left(v'_{\alpha o},\vec{\Omega}_{\alpha o}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha o}\right)\delta(v^2_{\alpha o}-v'^2_{\alpha o}\pm Q_{nm})\,d^3v_{\alpha o}. \qquad \text{(A7.1.25)}$$

Der Querschnitt im Schwerpunktsystem kann nach Legendre Polynomen im Streukosinus $\vec{\Omega}_{\alpha o}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha o}$ entwickelt werden:

$$\sigma(v'_{\alpha o},\vec{\Omega}_{\alpha o}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha o})=\sum_{s=0}^{\infty}\frac{2s+1}{4\pi}\,\sigma_s(v'_{\alpha o})\,P_s(\vec{\Omega}_{\alpha o}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha o}), \qquad \text{(A7.1.26)}$$

wobei

$$\int\sigma(v'_{\alpha o},\vec{\Omega}_{\alpha o}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha o})\,d^2\Omega_{\alpha o}=\sigma_0(v'_{\alpha o})=\sigma(v'_{\alpha o}) \qquad \text{(A7.1.27)}$$

der totale Wirkungsquerschnitt ist, der in Zukunft immer ohne Index geschrieben wird.

In der Praxis erstreckt sich die Summe über s in Gl. (A7.1.26)

nur bei hochenergetischen Teilchen oder bei Coulombstreuung über mehrere Terme. Beim überwiegenden Teil der Reaktionen in dieser Arbeit ist der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem isotrop. Man kann das folgendermassen begründen: Wenn ein Teilchen in einer Distanz b an einem anderen vorbeifliegt, ist sein Winkelmoment mvb. Quantenmechanisch ist das Winkelmoment $\sqrt{\ell(\ell+1)}\,\hbar$, wobei ℓ den höchsten Index der Legendre Polynome in Gl. (A7.1.26) bezeichnet. Es ist also ungefähr

$$mvb \cong \sqrt{\ell(\ell+1)}\,\hbar . \qquad \text{(A7.1.28)}$$

Das Teilchen wird nur abgelenkt, wenn der Radius des Streupotentials grösser als b ist. Ist A das Atomgewicht des Targetteilchens, so ist der Radius des Potentials ungefähr $r_o A^{1/3}$, $r_o = 1.5 \times 10^{-13}$cm. Wenn v nach Gl. (A7.1.28) daher die Bedingung

$$v \cong \frac{\sqrt{\ell(\ell+1)}\,\hbar}{m r_o A^{1/3}}$$

erfüllt, müssen alle Terme bis $s=\ell$ in Gl. (A7.1.26) behalten werden. Da $E=\frac{1}{2}mv^2$ die Energie des gestreuten Teilchens ist, lässt sich ℓ auch aus der Gleichung

$$E \approx \frac{\ell(\ell+1)\,\hbar}{2 m r_o^2 A^{2/3}} = \frac{9.15 \times 10^{6}\,\ell(\ell+1)}{A^{2/3}}\ \text{eV} \qquad \text{(A7.1.29)}$$

errechnen. Die Elektronen im Kugelblitzvolumen haben eine Energie von schätzungsweise einigen eV und die schweren Teilchen nur eine solche von einigen Zehntel eV. Folglich ist nach Gl. (A7.1.29) nur der s=0-Term in Gl. (A7.1.26) wesentlich von 0 verschieden, d.h. der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem ist isotrop. Trotzdem

soll die volle Summe vorläufig beibehalten werden.

Mit $\vec{v}_{\alpha o}=\vec{v}_{\alpha}-\vec{v}_{o}$ ist

$$d^3 v_{\alpha o} = d^3 v_{\alpha} ,$$

da sich $\vec{v}_o$ beim Streuprozess nicht ändert. Man hat daher aus Gl. (A7.1.25)

$$\sigma(\vec{v}_{\alpha}' \to \vec{v}_{\alpha}) = \frac{2}{v_{\alpha 0}' \sqrt{1 \mp \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}'^2}}} \sigma(v_{\alpha 0}', \vec{\Omega}_{\alpha 0} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha 0}') \delta(v_{\alpha 0}^2 - v_{\alpha 0}'^2 \pm Q_{nm}). \quad \text{(A7.1.30)}$$

In dieser Gleichung müssen jetzt alle Grössen im Laborsystem ausgedrückt werden. $\vec{v}_{\alpha o}'$ ist in Gl. (A7.1.10) gegeben und $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha o}' = \mu_o(\vec{v}_{\alpha}, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_{\beta}')$ in Gl. (A7.1.15). Für das Argument der δ-Funktion benützt man wieder Gl. (A7.1.10). Das Resultat ist

$$\begin{aligned} v_{\alpha 0}^2 - v_{\alpha 0}'^2 \pm Q_{nm} &= \frac{2 m_\beta v_{\alpha\alpha'} v_\beta'}{m_\alpha + m_\beta} \left\{ \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta' - \mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta') \right\} \\ \mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta') &= \frac{m_\alpha - m_\beta}{2 m_\beta} \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_\beta'} + \frac{v_\alpha}{v_\beta'} \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \mp \frac{E_{nm}}{m_\alpha v_{\alpha\alpha'} v_\beta'} . \end{aligned} \quad \text{(A7.1.31)}$$

Damit ergibt sich für Gl. (A7.1.30) der Ausdruck

$$\sigma(\vec{v}_{\alpha}' \to \vec{v}_{\alpha}) = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta v_{\alpha 0}' v_{\alpha\alpha'} v_\beta' \sqrt{1 \mp \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}'^2}}} \sigma(v_{\alpha 0}', \vec{\Omega}_{\alpha 0} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha 0}') \, \delta\left[\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta' - \mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta') \right]. \quad \text{(A7.1.32)}$$

Am besten wird die δ-Funktion ebenfalls nach Legendre Polynomen entwickelt,

$$\delta(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta' - \mu) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{2} P_\ell(\mu) P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta') . \quad \text{(A7.1.33)}$$

Schliesslich werden Gl. (A7.1.26) mit $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha o}' = \mu_o$, Gl. (A7.1.15), und Gl. (A7.1.33) in Gl. (A7.1.32) eingesetzt um den endgültigen Ausdruck für die Streufunktion zu erhalten,

$$\sigma(\vec{v}_\alpha{}' \to \vec{v}_\alpha) = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta v'_{\alpha 0} v_{\alpha\alpha'} v'_\beta \sqrt{1 \mp \frac{Q_{nm}}{v'^2_{\alpha 0}}}} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi} \frac{2\ell+1}{2} \sigma_s(v'_{\alpha 0}) P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta{}')] \times$$

$$\times P_\ell[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)] \, P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_\beta) \qquad \text{(A7.1.34)}$$

$$v'_{\beta_{min.}} \leq v'_\beta \leq \infty, \quad |\sin\Theta'_{\alpha\beta}| \leq \frac{m_\alpha + m_\beta}{2 m_\beta v'_\alpha} \left| v_{\alpha\alpha'} \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha\alpha'}} \right|.$$

$P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_\beta)$ kann nach Kugelfunktionen von $\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$ und $\vec{\Omega}'_\beta$ entwickelt werden, so dass diese beiden Winkel voneinander getrennt sind. Leider kommt $\vec{\Omega}'_\beta$ aber auch in $\vec{v}'_{\alpha 0}$, μ_0 und $v'_{\beta_{min.}}$ vor, so dass die Integration über $\vec{\Omega}'_\beta$ auch nach der Separation noch auf erhebliche Schwierigkeiten stösst.

Zum Schluss wird Gl. (A7.1.34) in das Integral von Gl. (A7.1.2) eingesetzt. Da $\vec{v}'_\alpha = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}$ und $\vec{v}_\alpha$ ein fester Vektor ist, kann $d^3v'_\alpha$ durch $d^3v_{\alpha\alpha'}$ ersetzt werden. $v'_{\alpha 0}$ im Nenner von Gl. (A7.1.34) lässt sich nach Gl. (A7.1.7) durch

$$v'_{\alpha 0} = \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v'_{\alpha\beta} \qquad \text{(A7.1.35)}$$

ersetzen, wodurch sich $v'_{\alpha\beta}$ im Integral weghebt. Ausserdem ist zu beachten, dass die Verteilungsfunktionen wegen der Kugelsymmetrie des Problems nur von r, v_α oder v_β und dem Kosinus μ_α oder μ_β des Winkels zwischen der Flugrichtung und $\vec{r}$ abhängen. Das Endergebnis ist

$$I^{n,\alpha\beta}_{1,m,\alpha'\beta'}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\beta^2} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi} \frac{2\ell+1}{2} \int \frac{f^\alpha_m(r, v'_\alpha, \mu'_\alpha, t)\, f^\beta(r, v'_\beta, \mu'_\beta, t)}{v_{\alpha\alpha'} v'_\beta \sqrt{1 \mp \frac{2 m_\beta E_{nm}}{m_\alpha (m_\alpha + m_\beta) v'^2_{\alpha 0}}}} \times$$

$$\times \sigma^{n,\alpha\beta}_{s,m,\alpha'\beta'}(v'_{\alpha 0}) P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta{}')] P_\ell[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)] P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_\beta)\, d^3v_{\alpha\alpha'}\, d^3v'_\beta$$

$$\text{(A7.1.36)}$$

7.1.2. Das zweite inelastische Integral (ohne Approximation)

Die Reaktion ist diesmal die inverse von Gl. (A7.1.1), nämlich

$$A(n) + B \longrightarrow A'(m) + B' \; .$$

Die Erhaltungssätze von Gl. (A7.1.3)-(A7.1.6) sind auch für diese Reaktion gültig, mit der gleichen Bedeutung von E_{nm} wie bisher. Das entsprechende Integral ist

$$I_{2,n,\alpha\beta}^{m,\alpha'\beta'}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = f_n^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t)\int f^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta,t)\, v_{\alpha\beta}\, \sigma_{n,\alpha\beta}^{m,\alpha'\beta'}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_{\alpha'})\, d^3v'_\alpha\, dv_\beta . \qquad \text{(A7.1.37)}$$

Die Ableitung des Integrals ist der vorangegangenen sehr ähnlich und kann daher in gekürzter Form gegeben werden.

Die Variablen sind diesmal $\vec{v}\,'_{\alpha\alpha'}$, Gl. (A7.1.9), und $\vec{v}_\beta$. Damit wird

$$\begin{aligned} \vec{v}_{\alpha 0} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta) \\ \vec{v}\,'_{\alpha 0} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta) - \vec{v}_{\alpha\alpha'} \; . \end{aligned} \qquad \text{(A7.1.38)}$$

Gleichung (A7.1.12) ist immer gültig und damit gelten auch die Gleichungen (A7.1.13) und (A7.1.14). Da $\vec{v}_{\alpha 0}$ nach Gl. (A7.1.38) einfacher ist als $\vec{v}\,'_{\alpha 0}$, ist es diesmal vorteilhaft $v'_{\alpha 0}$ über den Energieerhaltungssatz von Gl. (A71.8) durch $v_{\alpha 0}$ auszudrücken. Dadurch erhält man folgenden Streukosinus im Schwerpunktsystem:

$$\vec{\Omega}_{\alpha 0}\cdot\vec{\Omega}'_{\alpha 0} = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}}}\left(1 - \frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{2v_{\alpha 0}^2} \pm \frac{Q_{nm}}{2v_{\alpha 0}^2}\right) = \mu_0(\vec{v}_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta) \qquad \text{(A7.1.39)}$$

$$v_{\alpha 0}^2 = \frac{m_\beta^2}{(m_\alpha + m_\beta)^2}(\vec{v}_\alpha \cdot \vec{v}_\beta)^2 .$$

Aus der Bedingung, dass der Streukosinus zwischen -1 und +1 variieren muss, ergibt sich wieder eine Relation wie in Gl. (A7.1.16), nämlich

$$\left(\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_{\alpha 0}}\right)_{\substack{max.\\min.}} = \left| \sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}} \pm 1 \right| . \tag{A7.1.40}$$

Im Unterschied zu $v'_{\alpha 0}$ in Gl. (A7.1.16) ist $v_{\alpha 0}$ nicht von $\vec{v}_{\alpha\alpha'}$ abhängig (vergl. Gl. (A7.1.38)). Dieses Mal kann daher zuerst über $v_{\alpha\alpha'}$ integriert werden mit den aus Gl. (A7.1.40) abgeleiteten Integrationsgrenzen

$$\begin{aligned} v_{\alpha\alpha'_{min.}} &= v_{\alpha 0} \left| \sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}} - 1 \right| \\ v_{\alpha\alpha'_{max.}} &= v_{\alpha 0} \left(\sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}} + 1 \right) . \end{aligned} \tag{A7.1.41}$$

Wenn das Vorzeichen von Q_{nm} in Gl. (A7.1.41) positiv ist, variiert $v_{\alpha 0}$ bzw. v_β von 0 bis ∞. Ist das Vorzeichen dagegen negativ, so muss offensichtlich die Bedingung $v_{\alpha 0}^2 \geq Q_{nm}$ erfüllt sein. Für $v_{\beta_{max.}}$ ergibt sich daraus wieder $v_{\beta_{max.}} = \infty$, während $v_{\beta_{min.}}$ aus der Gleichung

$$\begin{aligned} v_{\beta_{min.}} &= v_\alpha \cos\theta_{\alpha\beta} + \sqrt{\frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\beta^2} Q_{nm} - v_\alpha^2 \sin^2\theta_{\alpha\beta}} \\ \cos\theta_{\alpha\beta} &= \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_\beta \end{aligned} \tag{A7.1.42}$$

bestimmt werden muss. Dadurch wird $v_{\beta_{min.}}$ wieder von $\vec{\Omega}_\beta$ abhängig.

Anstelle von Gl. (A7.1.23) tritt jetzt die Bedingung,

$$C \int \delta(v_{\alpha 0}'^2 - v_{\alpha 0}^2 \mp Q_{nm}) \, v_{\alpha 0}'^2 \, dr'_{\alpha 0} = 1 , \tag{A7.1.43}$$

woraus sich

$$C = \frac{2}{v_{\alpha 0}\sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}}} \qquad \text{(A7.1.44)}$$

ergibt. Für das Argument der δ-Funktion findet man

$$v_{\alpha 0}'^2 - v_{\alpha 0}^2 \mp Q_{nm} = \frac{2m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v_{\alpha\alpha'} v_\beta \left\{ \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta - \mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta) \right\}$$

$$\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta) = \frac{v_\alpha}{v_\beta} \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\alpha - \frac{m_\alpha + m_\beta}{2m_\beta} \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_\beta} \pm \frac{E_{nm}}{m_\alpha v_{\alpha\alpha'} v_\beta} \; . \qquad \text{(A7.1.45)}$$

Die endgültige Formel für $\sigma(\vec{v}_\alpha \rightarrow v_\alpha')$ nach der Legendre Entwicklung von σ und δ ist damit

$$\sigma(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha') = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta v_{\alpha 0} v_{\alpha\alpha'} v_\beta \sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}}} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi} \frac{2l+1}{2} \sigma_s(v_{\alpha 0}) P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta)] \times$$

$$\times P_l[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)] \, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta) \qquad \text{(A7.1.46)}$$

$v_{\alpha\alpha'_{min.}} \leq v_{\alpha\alpha'} \leq v_{\alpha\alpha'_{max.}}$, $\quad 0 \leq v_\beta \leq \infty$ bei $+E_{nm}$ in Gl. (A7.1.4)

$v_{\beta_{min.}} \leq v_\beta \leq \infty$ bei $-E_{nm}$ in Gl. (A7.1.4) .

Schliesslich ist das zweite inelastische Integral,

$$I_{2,n,\alpha\beta}^{m,\alpha'\beta'}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = f_n^\alpha(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\beta^2} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{l=0} \frac{2s+1}{4\pi} \frac{2l+1}{2} \int \frac{f^\beta(r, v_\beta, \mu_\beta, t)}{v_{\alpha\alpha'} v_\beta \sqrt{1 \pm \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha 0}^2}}} \times$$

$$\times \sigma_{s,n,\alpha\beta}^{m,\alpha'\beta'}(v_{\alpha 0}) \, P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta)] \, P_l[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)] \, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta) \, d^3 v_{\alpha\alpha'} \, d^3 v_\beta \; .$$

(A7.1.47)

7.2. Elastische Kollisionen

7.2.1. Das erste elastische Integral (ohne Approximation)

Die direkte elastische Reaktion ist

$$A'(n) + B' \rightarrow A(n) + B \, .$$

Die elastische Version von I_1, Gl. (A7.1.2), ist daher

$$I_{1,n,\alpha'\beta'}^{n,\alpha\beta}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \int f_n^{\alpha}(\vec{r},\vec{v}_\alpha{}',t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}_\beta{}',t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma_{n,\alpha'\beta'}^{n,\alpha\beta}(\vec{v}'_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha\, d^3v'_\beta \, . \quad \text{(A7.2.1)}$$

Die Berechnung des Integrals erfolgt genau wie im Abschnitt 7.1.1., wobei E_{nm} bzw. Q_{nm} gleich Null gesetzt werden. Das Resultat ergibt sich direkt aus den bereits abgeleiteten Formeln für $E_{nm} \neq 0$ und ist

$$I_{1,n,\alpha'\beta'}^{n,\alpha\beta}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{m_\beta^2} \sum_{s=0}^{\infty} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi}\, \frac{2\ell+1}{2} \int \frac{f_n^{\alpha}(r,v'_\alpha,\mu'_\alpha,t)\, f^{\beta}(r,v'_\beta,\mu'_\beta,t)}{v_{\alpha\alpha'}\, v'_\beta}\, \sigma_{s,n,\alpha'\beta'}^{n,\alpha'\beta'}(v'_{\alpha 0}) \times$$

$$\times P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}'_\beta)]\; P_\ell[\mu(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},v'_\beta)]\; P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}'_\beta)\, d^3v_{\alpha\alpha'}\, d^3v'_\beta$$

$$v_{\beta_{min.}} = v'_\alpha \cos\theta'_{\alpha\beta} + \sqrt{\frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{4 m_\beta^2} v_{\alpha\alpha'}^2 - (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'})^2 \sin^2\theta'_{\alpha\beta}} \, , \quad v_{\beta_{max.}} = \infty$$

$$|\sin\theta'_{\alpha\beta}| \leq \frac{(m_\alpha+m_\beta)\, v_{\alpha\alpha'}}{2 m_\beta\, |\vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'}|} \quad \text{(A7.2.2)}$$

$$\mu_0(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}'_\beta) = 1 - \frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{2\, v'^2_{\alpha 0}}$$

$$\mu(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},v'_\beta) = \frac{m_\alpha - m_\beta}{2 m_\beta}\, \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_\beta} + \frac{v_\alpha}{v'_\beta}\, \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$$

$$v'^2_{\alpha 0} = \frac{m_\beta^2}{(m_\alpha+m_\beta)^2} (\vec{v}_\alpha - \vec{v}'_\beta - \vec{v}_{\alpha\alpha'})^2 \, .$$

7.2.2. Das zweite elastische Integral (ohne Approximation)

Die inverse elastische Streuung wird durch die Reaktion

$$A(n) + B \rightarrow A'(n) + B'$$

dargestellt. Das dazugehörige Integral,

$$I_{2,n,\alpha\beta}^{n,\alpha'\beta'}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = f_n^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) \int f^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta,t)\, v_{\alpha\beta}\, \sigma_{n,\alpha\beta}^{n,\alpha'\beta'}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha')\, d^3v_\alpha'\, d^3v_\beta \, , \qquad \text{(A7.2.3)}$$

reduziert sich in diesem Fall zu einem Ausdruck, der direkt aus Gl. (A7.1.47) abgeleitet werden kann, nämlich

$$I_{2,n,\alpha\beta}^{n,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^\alpha(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{m_\beta^2} \sum_{s=0}^{\infty}\sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi}\frac{2\ell+1}{2} \int \frac{f^\beta(r,v_\beta,\mu_\beta,t)}{v_{\alpha\alpha'}\, v_\beta} \times$$

$$\times\, \sigma_{s,n,\alpha\beta}^{n,\alpha'\beta'}(v_{\alpha 0})\, P_s[\mu_0(\vec{v}_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta)]\, P_\ell[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)]\, P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta)\, d\vec{v}_{\alpha\alpha'}\, d^3\vec{v}_\beta$$

$$0 \leq v_{\alpha\alpha'} \leq 2v_{\alpha 0} \, , \quad 0 \leq v_\beta \leq \infty$$

$$\mu_0(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}_\beta) = 1 - \frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{2v_{\alpha 0}^2} \qquad \text{(A7.2.4)}$$

$$\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta) = \frac{v_\alpha}{v_\beta}\, \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\alpha - \frac{m_\alpha + m_\beta}{2m_\beta}\, \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_\beta}$$

$$v_{\alpha 0}^2 = \frac{m_\beta^2}{(m_\alpha+m_\beta)^2} (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta)^2 \, .$$

Approximative Darstellung der Integrale

In allen folgenden Abschnitten werden gewisse Approximationen in den Integralen gemacht. In den meisten wird der Wirkungsquerschnitt im Schwerpunktsystem isotrop approximiert, wodurch die Summierung über s entfällt. Ferner kann die Geschwindigkeit der schweren Teilchen gegenüber der Elektronengeschwindigkeit vernachlässigt werden. Die kinetische Energie eines schweren Teilchens ist $\frac{3}{2}kT=4.14\times10^{-20}J$ bei T=2000K, während die Elektronen eine kinetische Energie von ungefähr $10eV=1.60\times10^{-18}J$ haben dürften. Daher ist (α bezeichnet das schwere Teilchen)

$$\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{m_e v_e^2} = \frac{4.14\times10^{-20}}{1.60\times10^{-18}} = 2.59\times10^{-2} .$$

Das Verhältnis v_α/v_e für Stickstoff ergibt sich daraus zu

$$\frac{v_N}{v_e} = 10^{-3} .$$

Die Tatsache, dass $m_e/m_\alpha \ll 1$ ist, kann im Prinzip ebenfalls zur Approximation der Integrale herangezogen werden, doch resultiert daraus meistens keine prinzipielle Vereinfachung. Solange das zutrifft, wird m_e in diesem Appendix beibehalten.

Andererseits kann der Impuls der Elektronen, $m_e v_e$, unter Umständen gegenüber demjenigen der schweren Teilchen, $m_\alpha v_\alpha$, vernachlässigt werden. Für Stickstoff ist das Verhältnis der beiden Impulse zum Beispiel,

$$\frac{m_e v_e}{m_N v_N} = 3.88\times10^{-2} .$$

Diese und ähnliche Approximationen gestatten es, die Winkelintegrationen in I_1 und I_2 geschlossen auszuführen.

7.3.1. Das erste inelastische Integral

Die inelastischen Stösse in dieser Arbeit finden immer zwischen schweren Teilchen und Elektronen statt. Um die Nomenklatur der vorangegangenen Abschnitte verwenden zu können, wird das Elektron immer mit dem Index ß bezeichnet.

Die inelastische Streuung von Elektronen an neutralen Teilchen ist

$$A'(m) + e' \rightarrow A(n) + e \, . \qquad \text{(A7.3.1)}$$

Das erste Integral entspricht Gl. (A7.1.2),

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta',0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \int f^{\alpha,0}_{m}(\vec{r},\vec{v}\,'_\alpha,t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}\,'_\beta,t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta',0}(\vec{v}\,'_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha\, d^3v'_\beta \, , \qquad \text{(A7.3.2)}$$

wobei ß die Elektronen kennzeichnet. Wir machen die Approximation

$$\vec{v}_\alpha \, , \; \vec{v}\,'_\alpha \ll \vec{v}\,'_\beta \, . \qquad \text{(A7.3.3)}$$

Damit wird $\vec{v}\,'_{\alpha 0}$ in Gl. (A7.1.10),

$$\vec{v}\,'_{\alpha 0} \cong - \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}\, \vec{v}\,'_\beta \, . \qquad \text{(A7.3.4)}$$

Dieser Ausdruck, in Gl. (A7.1.15) für den Streukosinus im Schwerpunktsystem eingesetzt, führt zu dem Resultat,

$$\vec{\Omega}_{\alpha 0} \cdot \vec{\Omega}\,'_{\alpha 0} = \frac{1}{\sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{M v'^2_\beta}}} \left(1 - \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{2 m_\beta^2} \frac{v^2_{\alpha\alpha'}}{v'^2_\beta} \mp \frac{E_{nm}}{M v'^2_\beta} \right) = \mu_0 (v_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)$$

$$M = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} \, . \qquad \text{(A7.3.5)}$$

Gleichung (A7.3.5) ist bedeutend einfacher als Gl. (A7.1.15), da sie nur noch von skalaren Grössen abhängt. Solange der Querschnitt

im Schwerpunktsystem isotrop angenommen wird, wird die Gleichung allerdings nicht gebraucht.

Die Integrationsgrenzen für $v_{\alpha\alpha'}$ ergeben sich aus Gl. (A7.1.16) wenn man für $v'_{\alpha 0}$ Gl. (A7.3.4) einsetzt,

$$
\begin{aligned}
v_{\alpha\alpha' min.} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v'_\beta \left| \sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{M v_\beta'^2}} - 1 \right| \\
v_{\alpha\alpha' max.} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v'_\beta \left(\sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{M v_\beta'^2}} + 1 \right) .
\end{aligned}
\qquad \text{(A7.3.6)}
$$

Die Integrationsgrenzen für v'_β sind dann

$$
\begin{aligned}
0 \leqq v'_\beta \leqq \infty & \quad \text{bei } -E_{nm} \text{ in Gl. (A7.1.4)} \\
\sqrt{\frac{2E_{nm}}{M}} \leqq v'_\beta \leqq \infty & \quad \text{bei } +E_{nm} \text{ in Gl. (A7.1.4)} .
\end{aligned}
\qquad \text{(A7.3.7)}
$$

Der Streukosinus μ im Laborsystem, Gl. (A7.1.31), bleibt unverändert, obwohl das Skalarprodukt der Einheitsvektoren,

$$
\frac{v_\alpha}{v'_\beta} \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \ll \frac{m_\alpha - m_\beta}{2 m_\beta} \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_\beta}
$$

ist und daher im Prinzip vernachlässigt werden kann. Da sich die Winkelintegration auch durchführen lässt, wenn der Term behalten wird, soll μ in unveränderter Form übernommen werden.

Beachtet man die Isotropie des Querschnitts im Schwerpunktsystem, so ergibt sich für I_1 der Ausdruck,

$$
\begin{aligned}
I_{1,m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{4\pi m_\beta^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{2} \int \frac{f_m^{\alpha,0}(r, v'_\alpha, \mu'_\alpha, t)\, f^\beta(r, v'_\beta, \mu'_\beta, t)}{v_{\alpha\alpha'} v'_\beta \sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{M v_\beta'^2}}} \times \\
\times \sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(v'_\beta) P_\ell [\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)]\, P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_\beta)\, d^3 v_{\alpha\alpha'}\, d^3 v'_\beta .
\end{aligned}
\qquad \text{(A7.3.8)}
$$

Die Funktion $P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}'_\beta)$ kann nach Kugelfunktionen entwickelt werden,

$$P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}'_\beta) = \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\, Y^*_{\ell m}(\vec{\Omega}'_\beta)$$

$$Y_{\ell m}(\vec{\Omega}) = (-1)^m \sqrt{\frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}}\, P^m_\ell(\cos\theta)\, e^{im\varphi} \;, \quad Y_{\ell 0}(\vec{\Omega}) = P_\ell(\mu) \tag{A7.3.9}$$

$$\int Y_{\ell m}(\vec{\Omega})\, Y^*_{\ell' m'}(\vec{\Omega})\, d^2\Omega = \frac{4\pi}{2\ell+1}\, \delta_{\ell\ell'}\, \delta_{mm'} \;.$$

Der Stern * bedeutet die komplex konjugierte Funktion. Es ist jetzt möglich, die Winkelintegrationen geschlossen auszuführen. Als erstes integrieren wir über die Winkel in $d^3v'_\beta = v'^2_\beta dv'_\beta d\mu'_\beta d\varphi'_\beta$. der Azimuthalwinkel φ'_β kommt nur in $Y^*_{\ell m}(\vec{\Omega}'_\beta) = Y^*_{\ell m}(\theta'_\beta, \varphi'_\beta)$ vor und kann daher herausintegriert werden,

$$\begin{aligned}\int P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}'_\beta)\, d\varphi'_\beta &= \sum_{m=-\ell}^{\ell} Y_{\ell m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\, (-1)^m \sqrt{\frac{(\ell-m)!}{(\ell+m)!}}\, P^m_\ell(\cos\theta'_\beta) \int_0^{2\pi} e^{-im\varphi'_\beta}\, d\varphi'_\beta \\ &= 2\pi\, P_\ell(\mu_{\alpha\alpha'})\, P_\ell(\mu'_\beta) \;.\end{aligned} \tag{A7.3.10}$$

Als nächstes folgt die Integration über μ'_β. Der Kosinus kommt ausser in Gl. (A7.3.10) nur noch in f^β vor. Die Elektronenverteilungsfunktion wird daher wie im 5. Kapitel, Gl. (5.5), nach Legendre Polynomen entwickelt,

$$f^\beta(r, v'_\beta, \mu'_\beta, t) = \sum_{\lambda=0}^{\infty} \frac{2\lambda+1}{4\pi}\, f^\beta_\lambda(r, v'_\beta, t)\, P_\lambda(\mu'_\beta) \,. \tag{A7.3.11}$$

Da die Legendre Polynome orthogonal sind, d.h.

$$\int_{-1}^{1} P_\ell(\mu'_\beta)\, P_\lambda(\mu'_\beta)\, d\mu'_\beta = \frac{2}{2\lambda+1}\, \delta_{\ell,\lambda} \,, \tag{A7.3.12}$$

bleibt nach Multiplikation mit Gl. (A7.3.10) und Integration über μ'_β folgendes Integral übrig:

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta',0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{4\pi m_\beta^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \int \frac{f^{\alpha,0}_m(r,v'_\alpha,\mu'_\alpha,t)\, f^\beta_l(r,v'_\beta,t)}{v_{\alpha\alpha'}\sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{Mv'^2_\beta}}}\, \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta',0}(v'_\beta) \times$$

$$P_l[\mu(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},v'_\beta)]\, P_l(\mu_{\alpha\alpha'})\, d^3v_{\alpha\alpha'}\, v'_\beta\, dv'_\beta\,. \qquad \text{(A7.3.13)}$$

Die Anisotropie von f^β ist sicher sehr gering, so dass es genügt, in der Summe über λ nur die Terme mit $\lambda=0$ und $\lambda=1$ zu berücksichtigen und alle anderen mit $\lambda>1$ null zu setzen.

Der nächste Schritt besteht in der Winkelintegration über $d^2\Omega_{\alpha\alpha'}$. Zu diesem Zweck verwenden wir die approximative Darstellung der Verteilungsfunktion $f^{\alpha,0}_m$ von Gl. (5.8). Die beiden Funktionen in den zwei Zeilen dieser Gleichung unterscheiden sich nur durch den Faktor 4π, d.h.

$$f^{\alpha,0}_m(r,v'_\alpha,\mu'_\alpha,t) = \frac{1}{4\pi}\, f^{\alpha,0}_{m,0}(r,v'_\alpha,t)\,. \qquad \text{(A7.3.14)}$$

Wir benutzen Gl. (A7.1.9) und schreiben

$$\vec{v}'_\alpha = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\alpha'} \quad . \qquad \text{(A7.3.15)}$$

Die analytische Form von $f^{\alpha,0}_{m,0}$, Gl. (5.8), gestattet es dann, die Verteilungsfunktion durch die Formel

$$f^{\alpha,0}_m(r,v'_\alpha,\mu'_\alpha,t) = \frac{1}{4\pi}\, f^{\alpha,0}_{m,0}(r,v_\alpha,t)\, e^{-\frac{m_\alpha v^2_{\alpha\alpha'}}{2kT_s}}\, e^{\frac{m_\alpha v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_s}\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} \qquad \text{(A7.3.16)}$$

auszudrücken. Nehmen wir ausserdem lineare Anisotropie für f^β an, so kann I_1 wie folgt geschrieben werden:

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta',0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{32\pi^2 m_\beta^2} f^{\alpha,0}_{m,0}(r,v_\alpha,t) \int \frac{e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_S}}}{\sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{\mu v_\beta^2}}} \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta') \times$$

$$\times \left\{ f_0^\beta(r,v_\beta',t) W_0(z) + 3 f_1^\beta(r,v_\beta',t) W_1(v_\alpha,v_{\alpha\alpha'},v_\beta') P_1(\mu_\alpha) \right\} v_{\alpha\alpha'} dv_{\alpha\alpha'} v_\beta' dv_\beta'$$

$$W_0(z) = \int e^{z\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} d^2\Omega_{\alpha\alpha'} \qquad \text{(A7.3.17)}$$

$$W_1(v_\alpha,v_{\alpha\alpha'},v_\beta') P_1(\mu_\alpha) = \int e^{z\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} P_1[\mu(\vec{v}_\alpha,\vec{v}_{\alpha\alpha'},v_\beta')] P_1(\mu_{\alpha\alpha'}) d^2\Omega_{\alpha\alpha'}$$

$$z = \frac{m_\alpha}{kT_S(r,t)} v_\alpha v_{\alpha\alpha'} .$$

a) Der isotrope Term

Um $W_0(z)$ in Gl. (A7.3.17) zu bestimmen, benützen wir die Entwicklung [12],

$$\begin{aligned} e^{z\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} &= \sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1)\, i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right) P_\lambda(\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}) \\ &= \sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{m=-\lambda}^{\lambda} (2\lambda+1)\, i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right) Y_{\lambda m}(\vec{\Omega}_\alpha) Y^*_{\lambda m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}) . \end{aligned} \qquad \text{(A7.3.18)}$$

Damit wird

$$\begin{aligned} W_0(z) &= \sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{m=-\lambda}^{\lambda} (2\lambda+1)\, i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right) Y_{\lambda m}(\vec{\Omega}_\alpha) \int_{4\pi} Y^*_{\lambda m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}) d^2\Omega_{\alpha\alpha'} \\ &= 4\pi \sqrt{\frac{i\pi}{2z}} J_{1/2}\left(\frac{z}{i}\right) \end{aligned} \qquad \text{(A7.3.19)}$$

unter Zuhilfenahme der letzten Zeile von Gl. (7.3.9) und der Tatsache, dass $1 = Y_{00}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})$ ist. Besselfunktionen der halben Ordnung sind in Ref. [12] aufgeführt,

$$J_{1/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\ \sin z$$

$$J_{3/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\ \left(\frac{\sin z}{z} - \cos z\right) \tag{A7.3.20}$$

$$J_{5/2}(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}}\ \left[\left(\frac{3}{z^2}-1\right)\sin z - \frac{3}{z}\cos z\right].$$

Daraus ergibt sich

$$W_0(z) = \frac{4\pi}{z}\ \sinh z\ . \tag{A7.3.21}$$

b) <u>Der linear anisotrope Term</u>

Da $P_1(\mu)=\mu$ ist, ergibt sich mit Gl. (A7.1.31) für $\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)$ folgender Ausdruck für den linear anisotropen Term:

$$W_1(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)\, P_1(\mu_\alpha) = \int e^{z\,\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} \left(\frac{m_\alpha - m_\beta}{2m_\beta}\,\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_\beta} \mp \frac{E_{nm}}{m_\alpha v_{\alpha\alpha'} v'_\beta} + \frac{v_\alpha}{v'_\beta}\,\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\right) P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\, d^2\Omega_{\alpha\alpha'}\,. \tag{A7.3.22}$$

Der Kosinus $\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$ kann, wie in Gl. (A7.3.9), nach Kugelfunktionen entwickelt werden,

$$\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} = P_1(\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}) = \sum_{m=-1}^{1} Y^*_{1m}(\vec{\Omega}_\alpha)\, Y_{1m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\,. \tag{A7.3.23}$$

Damit spaltet sich W_1 in zwei Terme auf,

$$W_1(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)\, P_1(\mu_\alpha) = \left(\frac{m_\alpha - m_\beta}{2m_\beta}\,\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_\beta} \mp \frac{E_{nm}}{m_\alpha v_{\alpha\alpha'} v'_\beta}\right) W_{11}(z)\, P_1(\mu_\alpha) + \frac{v_\alpha}{v'_\beta}\, W_{12}(z)\, P_1(\mu_\alpha)$$

$$W_{11}(z)\, P_1(\mu_\alpha) = \int e^{z\,\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}}\, P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\, d^2\Omega_{\alpha\alpha'} \tag{A7.3.24}$$

$$W_{12}(z)\, P_1(\mu_\alpha) = \sum_{m=-1}^{1} Y^*_{1m}(\vec{\Omega}_\alpha) \int e^{z\,\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}}\, Y_{1m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\, P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\, d^2\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\,.$$

Mit der Entwicklung von Gl. (A7.3.18) und unter Benutzung der Identität $P_1(\mu_{\alpha\alpha'})=Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})$ (vergl. Gl. (A7.3.9)) findet man für das Integral in W_{11},

$$\int e^{z\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'} = \sqrt{\frac{i\pi}{2z}}\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{m=-\lambda}^{\lambda}(2\lambda+1)\,i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right)Y_{\lambda m}(\vec{\Omega}_\alpha)\int Y^*_{\lambda m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'}$$

$$= 4\pi\sqrt{\frac{i\pi}{2z}}\,i\,J_{3/2}\left(\frac{z}{i}\right)Y_{10}(\vec{\Omega}_\alpha) \qquad \text{(A7.3.25)}$$

$$= \frac{4\pi}{z}\left(\frac{\sinh z}{z}-\cosh z\right)P_1(\mu_\alpha)$$

oder

$$W_{11}(z) = -\frac{4\pi}{z}\left(\frac{\sinh z}{z}-\cosh z\right). \qquad \text{(A7.3.26)}$$

Als nächstes betrachten wir W_{12}. Wenn das Integral in dieser Funktion entwickelt wird, so erhält man

$$\int e^{z\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} Y_{1m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'} = \sqrt{\frac{i\pi}{2z}}\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{m'=-\lambda}^{\lambda}(2\lambda+1)\,i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right)\times$$

$$\times\, Y_{\lambda m'}(\vec{\Omega}_\alpha)\int Y^*_{\lambda m'}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{1m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'}. \qquad \text{(A7.3.27)}$$

Für die Berechnung des Winkelintegrals braucht man das Additionstheorem für Kugelfunktionen,

$$Y^*_{\lambda m}(\vec{\Omega})Y_{kq}(\vec{\Omega}) = (-1)^q\sum_{k'}\sum_{q'}C^{\lambda k k'}_{-m,q,-q'}\,C^{\lambda k k'}_{000}\,Y^*_{k'q'}(\vec{\Omega}). \qquad \text{(A7.3.28)}$$

Die C's sind Clebsch-Gordan Koeffizienten. Gleichung (A7.3.28) in das Winkelintegral von Gl. (A7.3.27) eingesetzt ergibt,

$$\int Y^*_{\lambda m'}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{1m}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})d^2\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} = (-1)^m \sum_{k',q'} C^{\lambda 1 k'}_{-m',m,-q'} C^{\lambda 1 k'}_{000} \int Y^*_{k'q'}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})Y_{10}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})d^2\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$$

$$= \frac{4\pi}{3}(-1)^m \sum_{k'}\sum_{q'} C^{\lambda 1 k'}_{-m',m,-q'} C^{\lambda 1 k'}_{000} \delta_{k',1}\delta_{q',0} \qquad \text{(A7.3.29)}$$

$$= \frac{4\pi}{3}(-1)^m C^{\lambda 1 1}_{-m,m,0} C^{\lambda 1 1}_{000} \delta_{m,m'} .$$

Das Kronecker-Delta $\delta_{m;m'}$ tritt auf, weil $C^{abc}_{-m',m,o}$ nur dann von 0 verschieden ist, wenn m=m' ist. Dadurch wird auch die Summierung über m in Gl. (7.3.24) eliminiert und es bleibt,

$$W_{12}(z)P_1(\mu_\alpha) = \frac{4\pi}{3}\sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{m=-1}^{1}(2\lambda+1)i^\lambda J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right)(-1)^m C^{\lambda 1 1}_{-m,m,0} C^{\lambda 1 1}_{000} Y^*_{1m}(\vec{\Omega}_\alpha)Y_{\lambda m}(\vec{\Omega}_\alpha) .$$

(A7.3.30)

In dieser Formel wurde m' durch m ersetzt.

Man kann jetzt Gl. (A7.3.28) benutzen um das Produkt von Kugelfunktionen in Gl. (A7.3.30) durch eine Summe über einzelne Kugelfunktionen zu ersetzen,

$$Y^*_{1m}(\vec{\Omega}_\alpha)Y_{\lambda m}(\vec{\Omega}_\alpha) = (-1)^m \sum_{k'}\sum_{q'} C^{1\lambda k'}_{-m,m,q'} C^{1\lambda k'}_{000} Y^*_{k'q'}(\vec{\Omega}_\alpha)$$

$$= (-1)^m \sum_{k'} C^{1\lambda k'}_{-m,m,0} C^{1\lambda k'}_{000} P_{k'}(\mu_\alpha) . \qquad \text{(A7.3.31)}$$

Die zweite Zeile von Gl. (A7.3.31) kommt dadurch zustande, dass der dritte untere Index der Clebsch-Gordan Koeffizienten immer gleich der Summe der beiden ersten sein muss, in unserem Fall also -q'=-m+m=0. Setzt man Gl. (A7.3.31) in Gl. (A7.3.30) ein, so kann eine der Summierungen über die Clebsch-Gordan Koeffizienten geschlossen berechnet werden, nämlich

$$\sum_{m=-1}^{1} C^{\lambda 1 1}_{-m,m,0} C^{1\lambda k'}_{-m,m,0} = \delta_{k',1} . \qquad \text{(A7.3.32)}$$

Damit entfällt die Summe über k' in Gl. (A7.3.31) und man erkennt, dass der zweite Term in Gl. (A7.3.24) tatsächlich proportional zu $P_1(\mu_\alpha)$ ist. Durch Einsetzen von Gl. (A7.3.31) und (A7.3.32) in Gl. (A73.30) ergibt sich für W_{12},

$$
\begin{aligned}
W_{12}(z) &= \frac{4\pi}{3}\sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1)\, i^{\lambda} \left(C_{000}^{\lambda 11}\right)^2 J_{\lambda+1/2}\left(\frac{z}{i}\right) \\
&= \frac{4\pi}{3}\sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \left\{ \left(C_{000}^{011}\right)^2 J_{1/2}\left(\frac{z}{i}\right) - 5\left(C_{000}^{211}\right)^2 J_{5/2}\left(\frac{z}{i}\right) \right\} \\
&= \frac{4\pi}{3}\sqrt{\frac{i\pi}{2z}} \left\{ J_{1/2}\left(\frac{z}{i}\right) - 2\, J_{5/2}\left(\frac{z}{i}\right) \right\} \\
&= \frac{4\pi}{z}\left[\left(1+\frac{1}{z^2}\right)\sinh z - \frac{2}{z}\cosh z \right].
\end{aligned}
\qquad \text{(A7.3.33)}
$$

Schliesslich können die Resultate aus den Gleichungen (A7.3.21), (A7.3.24), (A7.3.26) und (A7.3.33) in das Integral, Gl. (A7.3.17) eingesetzt werden. Das Ergebnis ist,

$$
\begin{aligned}
I_{1,m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) &= \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{8\pi m_\beta^2} f_{m,0}^{\alpha,0}(r, v_\alpha, t) \int \frac{e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}}}{z\sqrt{1 \mp \frac{2E_{nm}}{M v_\beta'^2}}}\, \sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(v_\beta') \Big[\!\Big[f_0^{\beta}(r, v_\beta', t)\sinh z - \\
&- 3 f_1^{\beta}(r, v_\beta', t)\left\{ \left(\frac{m_\alpha - m_\beta}{2m_\beta} v_{\alpha\alpha'} \mp \frac{E_{nm}}{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}} \right)\left(\frac{\sinh z}{z} - \cosh z \right) - v_\alpha \left[\left(1+\frac{1}{z^2}\right)\sinh z - \frac{2}{z}\cosh z \right] \right\} P_1(\mu_\alpha) \Big]\!\Big]\, dv_\beta'\, v_{\alpha\alpha'}\, dv_{\alpha\alpha'}
\end{aligned}
$$

$$
z = \frac{m_\alpha}{kT_s(r,t)}\, v_\alpha v_{\alpha\alpha'} . \qquad \text{(A7.3.34)}
$$

Es ist zu beachten, dass die Integrationen über $v_{\alpha\alpha'}$ und v_β' separabel sind. Allerdings hängen die Integrationsgrenzen bei der Integration über $v_{\alpha\alpha'}$ laut Gl. (A7.3.6) von v_β' ab, so dass die Separabilität nur bei einer analytischen Integration wirklich von Nutzen ist.

Im allgemeinen kann man die lineare Anisotropie von I_1

vernachlässigen und das Integral durch den Ausdruck

$$I_{1,m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(r,v_\alpha,t) = f_{m,0}^{\alpha,0}(r,v_\alpha,t)\,\Sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(r,v_\alpha,t)$$

$$\Sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(r,v_\alpha,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2 k T_S(r,t)}{8\pi m_\beta^2 m_\alpha v_\alpha} \int_{v'_{\beta\,min.}}^{\infty} \frac{f_0^\beta(r,v'_\beta,t)\,\sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(v'_\beta)}{\sqrt{1 \mp \frac{2E x m}{M v_\beta'^2}}}\,dv'_\beta \int_{v_{\alpha\alpha'\,min.}}^{v_{\alpha\alpha'\,max.}} e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_S}} \sinh\left(\frac{m_\alpha v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_S(r,t)}\right) dv_{\alpha\alpha'} \qquad \text{(A7.3.35)}$$

mit guter Genauigkeit approximieren.

Wenn der Querschnitt im Schwerpunktsystem nicht isotrop ist, muss $\sigma(v'_\beta)$ in Gl. (A7.3.35) durch den anisotropen Ausdruck ersetzt werden, also

Anisotropie im Schwerpunktsystem: $\frac{1}{4\pi}\sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(v'_\beta)$ durch

$$\sigma_{m,\alpha'\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}\left[v'_\beta, \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)\right] \qquad \text{(A7.3.36)}$$

oder

$$\sum_{s=0}^{\infty} \frac{2s+1}{4\pi}\,\sigma_{s,m,\alpha\beta',0}^{n,\alpha\beta,0}(v'_\beta)\; P_s\left[\mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v'_\beta)\right]$$

in Gl. (A7.3.34) und (A7.3.35) ersetzen, je nachdem wie der Querschnitt in der Literatur angegeben ist. Der Streukosinus μ_0 ist Gl. (A7.3.5) zu entnehmen.

7.3.2. Das zweite inelastische Integral

Die Reaktion wird durch die Gleichung

$$A(n) + e \rightarrow A'(m) + e' \qquad (A7.3.37)$$

beschrieben. Für die Elektronen gilt wieder der Index ß. Das Integral, das Gl. (A7.1.37) entspricht, ist

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = f_n^{\alpha,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t)\int f^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta,t)\, v_{\alpha\beta}\, \sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha{}')\, d^3v_\alpha{}'\, d^3v_\beta \,. \qquad (A7.3.38)$$

Wir machen die Approximation

$$\vec{v}_\alpha, \vec{v}_\alpha{}' \ll \vec{v}_\beta \qquad (A7.3.39)$$

und schreiben

$$\vec{v}_{\alpha 0} = -\frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}\vec{v}_\beta \,. \qquad (A7.3.40)$$

Damit vereinfacht sich der Streukosinus im Schwerpunktsystem, Gl. (A7.1.39), zu

$$\vec{\Omega}_{\alpha 0}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha 0}{}' = \frac{1}{\sqrt{1 \pm \frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}}}\left(1 - \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{2m_\beta^2}\frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{v_\beta^2} \pm \frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}\right) = \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta') . \qquad (A7.3.41)$$

Die Integrationsgrenzen sind

$$\begin{aligned} v_{\alpha\alpha'_{min.}} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}v_\beta \left|\sqrt{1 \pm \frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}} - 1\right| \\ v_{\alpha\alpha'_{max.}} &= \frac{m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}v_\beta \left(\sqrt{1 \pm \frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}} + 1\right) \end{aligned} \qquad (A7.3.42)$$

und

$$0 \leq v_\beta \leq \infty \qquad \text{bei } +E_{nm} \text{ in Gl. (A7.3.42)}$$

$$\sqrt{\frac{2E_{nm}}{M}} \leq v_\beta \leq \infty \qquad \text{bei } -E_{nm} \text{ in Gl. (A7.3.42)} \; . \tag{A7.3.43}$$

Der Streukosinus im Laborsystem, $\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)$ bleibt unverändert wie in Gl. (A7.1.45).

Das vollständige Integral mit isotroper Streuung im Schwerpunktsystem ist direkt aus Gl. (A7.1.47) ablesbar wenn $v_{\alpha o}$ durch Gl. (A7.3.40) ersetzt wird,

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = f_n^{\alpha,0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{4\pi m_\beta^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \int \frac{f^\beta(r, v_\beta, \mu_\beta, t)}{v_{\alpha\alpha'} v_\beta \sqrt{1 \pm \frac{2E_{nm}}{M v_\beta^2}}} \times$$
$$\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta) \, P_l[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)] \, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta) \, d^3v_{\alpha\alpha'} \, d^3v_\beta \; . \tag{A7.3.44}$$

Dieses Integral ist ähnlich dem ersten inelastischen Integral von Gl. (A7.3.8), nur dass die f^α-Funktion im vorliegenden Fall vor dem Integral steht, was die Auswertung natürlich sehr erleichtert.

Die Integration über $d^2\Omega_\beta$ erfolgt genau wie beim ersten Integral und ergibt, wenn wieder lineare Anisotropie von f^β angenommen wird, das Resultat (vergl. Gl. (A7.3.13)),

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = f_n^{\alpha,0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{8\pi m_\beta^2} \int \frac{\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta)}{v_{\alpha\alpha'} \sqrt{1 \pm \frac{2E_{nm}}{M v_\beta^2}}} \times$$
$$\times \left\{ f_0^\beta(r, v_\beta, t) + 3 f_1^\beta(r, v_\beta, t) \, P_1[\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)] \, P_1(\mu_{\alpha\alpha'}) \right\} d^3v_{\alpha\alpha'} \, v_\beta \, dv_\beta \; . \tag{A7.3.45}$$

Das Integral über $d^2\Omega_{\alpha\alpha'}$ ist einfach und führt zum Ausdruck,

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{2m_\beta^2}\int\frac{\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta)}{\sqrt{1\pm\frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}}}\,\times$$

$$\times\left\{f_0^\beta(r,v_\beta,t)+\frac{v_\alpha}{v_\beta}f_1^\beta(r,v_\beta,t)P_1(\mu_\alpha)\right\}v_{\alpha\alpha'}dv_{\alpha\alpha'}\,v_\beta\,dv_\beta\,. \qquad (A7.3.46)$$

Die beiden winkelunabhängigen Terme in $\mu(\vec{v}_\alpha, \vec{v}_{\alpha\alpha'}, v_\beta)$ liefern keinen Beitrag zu diesem Integral, weil das Integral über $P_1(\mu_{\alpha\alpha'})$ allein wegen der Orthogonalität verschwindet.

Da der gesamte Integrand in Gl. (A7.3.46) von $v_{\alpha\alpha'}$ unabhängig ist, kann diesmal sogar die Integration über $v_{\alpha\alpha'}$ zwischen den in Gl. (A7.3.42) angegebenen Grenzen ausgeführt werden. Das Resultat ist,

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\int\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta)\left\{f_0^\beta(r,v_\beta,t)+\frac{v_\alpha}{v_\beta}f_1^\beta(r,v_\beta,t)P_1(\mu_\alpha)\right\}v_\beta^3\,dv_\beta\,. \qquad (A7.3.47)$$

Wenn der anisotrope Teil des Integrals in Gl. (A7.3.47) vernachlässigt wird, entsteht der approximative Ausdruck

$$I_{2,n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\Sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,t)$$

$$\Sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,t) = \int\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(v_\beta)\,f_0^\beta(r,v_\beta,t)\,v_\beta^3\,dv_\beta\,. \qquad (A7.3.48)$$

Falls der Streuquerschnitt im Schwerpunktsystem nicht isotrop ist, muss $\sigma(v_\beta)$ in Gl. (A7.3.46) durch $\sigma[v_\beta, \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta)]$ oder durch die entsprechende Legendre Entwicklung ersetzt werden. Die Integration über $v_{\alpha\alpha'}$ lässt sich in diesem Fall nicht mehr geschlossen ausführen. Vernachlässigt man wieder den anisotropen Term in Gl. (A7.3.46), so ist I_2 weiterhin durch Gl. (A7.3.48) gegeben, aber

$$\Sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}(r,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{2m_\beta^2}\int\frac{\sigma_{n,\alpha\beta,0}^{m,\alpha'\beta',0}[v_\beta,\mu_0(v_{\alpha\alpha'},v_\beta)]}{\sqrt{1\pm\frac{2E_{nm}}{Mv_\beta^2}}}\,f_0^\beta(r,v_\beta,t)\,v_{\alpha\alpha'}dv_{\alpha\alpha'}\,v_\beta\,dv_\beta\,. \qquad (A7.3.49)$$

7.4. Approximation der elastischen Integrale

Bei elastischen Stössen zwischen schweren Teilchen und Elektronen können die Integrale der Abschnitte 7.3.1. und 7.3.2. direkt übernommen werden, wenn E_{nm} und Q_{nm} überall gleich Null gesetzt wird.

Dieses Vorgehen ist aber nicht auf Kollisionen zwischen schweren Teilchen anwendbar, weil die Annahme, dass die Geschwindigkeit des einen Teilchens sehr viel grösser ist als die des anderen, nicht mehr zutrifft. Die folgenden zwei Abschnitte befassen sich daher mit einer Neuberechnung von I_1 und I_2 für elastische Kollisionen zwischen schweren Teilchen. Es wird angenommen, dass die Teilchen A und B noch nicht im thermischen Gleichgewicht sind, und dass diese Tatsache durch $T_\alpha \neq T_\beta$ zum Ausdruck kommt.

7.4.1. Das erste elastische Integral (nur schwere Teilchen)

Die Reaktion, die im ersten Integral behandelt wird, ist

$$A'(n) + B'(m) \longrightarrow A(n) + B(m) \qquad \text{(A7.4.1)}$$

mit dem dazugehörigen Integral,

$$I_{1,nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \int f_n^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha{}',t)\, f_m^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta{}',t)\, v_{\alpha\beta}'\, \sigma_{nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha{}' \to \vec{v}_\alpha)\, d^3v_\alpha'\, d^3v_\beta' \,. \qquad \text{(A7.4.2)}$$

Die Ionisationsindizes sind weggelassen, weil die Ableitung sowohl für neutrale Teilchen wie auch für Ionen gilt.

Da die Approximation $\vec{v}_\beta{}' \gg \vec{v}_\alpha{}'$ nicht mehr gemacht werden kann, lässt sich $\vec{v}_{\alpha o}' \sim \vec{v}_\alpha{}' - \vec{v}_\beta{}'$ auch nicht mehr durch $\vec{v}_\beta{}'$ allein darstellen. Um das Integral überhaupt auswerten zu können, müssen die Verteilungsfunktionen selber approximiert werden, d.h. man muss annehmen, dass f^α und f^β durch Gl. (A7.3.14) gegeben sind und dass f_o die

analytische Form von Gl. (5.8) besitzt.

Die analytische Abhängigkeit der Verteilungsfunktionen von v'_α und v'_β gestattet eine freiere Wahl der Integrationsvariablen als vorher. Wir wählen die Variablen $\vec{v}_{\alpha\alpha'}$ und $v'_{\alpha\beta}$,

$$\vec{v}_{\alpha\alpha'} = \vec{v}_\alpha - v'_\alpha \ , \quad v'_{\alpha\beta} = v'_\alpha - v'_\beta \ . \tag{A7.4.3}$$

Subtrahiert man die erste Zeile von Gl. (A7.1.7) von der zweiten, so ergibt sich die Relation

$$\frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta} \vec{v}_{\alpha\alpha'} = \vec{v}_{\alpha\beta} - \vec{v}'_{\alpha\beta} \ , \tag{A7.4.4}$$

weil $\vec{v}_{\alpha o} - \vec{v}'_{\alpha o} = \vec{v}_{\alpha\alpha'}$ ist. Beide Seiten von Gl. (A7.4.4) zum Quadrat erhoben ergibt

$$\frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\beta^2} v_{\alpha\alpha'}^2 = 2 v'^2_{\alpha\beta} \left(1 - \vec{\Omega}_{\alpha\beta} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta}\right) \tag{A7.4.5}$$

unter Berücksichtigung von Gl. (A7.1.6) mit $E_{nm}=0$, oder

$$\vec{\Omega}_{\alpha\beta} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta} = 1 - \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{2 m_\beta^2} \frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{v'^2_{\alpha\beta}} = \mu_o(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) \ . \tag{A7.4.6}$$

Die Integrationsgrenzen ergeben sich aus Gl. (A7.4.6) zu

$$v_{\alpha\alpha'_{min.}} = 0 \ , \quad v_{\alpha\alpha'_{max.}} = \frac{2 m_\beta}{m_\alpha + m_\beta} v'_{\alpha\beta} \ ; \qquad 0 \leq v'_{\alpha\beta} \leq \infty \tag{A7.4.7}$$

oder

$$v'_{\alpha\beta_{min.}} = \frac{m_\alpha + m_\beta}{2 m_\beta} v_{\alpha\alpha'} \ , \quad v'_{\alpha\beta_{max.}} = \infty \ ; \qquad 0 \leq v_{\alpha\alpha'} \leq \infty \ . \tag{A7.4.8}$$

Die Streufunktion mit der normierten δ-Funktion ist

$$\sigma(\vec{v}_\alpha' \to \vec{v}_\alpha) d^3 v_\alpha = \frac{2}{v'_{\alpha\beta}} \sigma\left[v'_{\alpha\beta}, \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})\right] \delta(v^2_{\alpha\beta} - v'^2_{\alpha\beta}) d^3 v_{\alpha\beta} . \tag{A7.4.9}$$

Im vorliegenden Fall sind die Phasenelemente $d^3 v_\alpha \neq d^3 v_{\alpha\beta}$, weil

$$\vec{v}_{\alpha\beta} = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\alpha} \vec{v}_{\alpha 0} = \frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta} (\vec{v}_\alpha - \vec{v}_0) \tag{A7.4.10}$$

ist. Da die Schwerpunktgeschwindigkeit ein fester Vektor ist, findet man

$$d^3 v_{\alpha\beta} = \left(\frac{m_\alpha + m_\beta}{m_\beta}\right)^3 d^3 v_\alpha \tag{A7.4.11}$$

und

$$\sigma(\vec{v}_\alpha' \to \vec{v}_\alpha) = \frac{2(m_\alpha + m_\beta)^3}{m_\beta^3 \, v'_{\alpha\beta}} \sigma\left[v'_{\alpha\beta}, \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})\right] \delta(v^2_{\alpha\beta} - v'^2_{\alpha\beta}) . \tag{A7.4.12}$$

Zur Berechnung des Arguments der δ-Funktion löst man Gl. (A7.4.4) nach $\vec{v}_{\alpha\beta}$ und setzt in das Argument ein. Das Resultat ist,

$$\begin{aligned} v^2_{\alpha\beta} - v'^2_{\alpha\beta} &= \frac{2(m_\alpha + m_\beta)}{m_\beta} v_{\alpha\alpha'} v'_{\alpha\beta} \left[\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta} - \mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})\right] \\ \mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) &= \frac{m_\alpha + m_\beta}{2 m_\beta} \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v'_{\alpha\beta}} . \end{aligned} \tag{A7.4.13}$$

Von der Entwicklung des Streuquerschnitts im Schwerpunktsystem behalten wir in der Regel nur den isotropen Term,

$$\sigma\left[v'_{\alpha\beta}, \mu_0(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})\right] \cong \frac{1}{4\pi} \sigma(v'_{\alpha\beta}) . \tag{A7.4.14}$$

Mit den Gleichungen (A7.3.14), (A7.4.12), (A7.4.14) und der Entwicklung der δ-Funktion nach Legendre Polynomen, Gl. (A7.1.33), ergibt sich schliesslich folgender Ausdruck für das elastische Integral:

$$I_{1,nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{64\pi^3 m_\beta^2} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} \int \frac{f_{n,0}^{\alpha}(r,v_\alpha',t)\, f_{m,0}^{\beta}(r,v_\beta',t)}{v_{\alpha\alpha'}\, v_{\alpha\beta}'} \sigma_{nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(v_{\alpha\beta}') \times$$

$$\times P_l[\mu(v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta}')]\, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}')\, d^3v_{\alpha\alpha'}\, d^3v_{\alpha\beta}' \,. \qquad \text{(A7.4.15)}$$

Um die Winkelintegration ausführen zu können, müssen die Grössen $v_\alpha'^2$ und $v_\beta'^2$ in den Verteilungsfunktionen durch $\vec{v}_\alpha$, $\vec{v}_{\alpha\alpha'}$ und $\vec{v}_{\alpha\beta}'$ ausgedrückt werden,

$$v_\alpha'^2 = v_\alpha^2 + v_{\alpha\alpha'}^2 - 2 v_\alpha v_{\alpha\alpha'}\, \vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$$

$$v_\beta'^2 = v_\alpha^2 + v_{\alpha\alpha'}^2 + v_{\alpha\beta}'^2 - 2 v_\alpha v_{\alpha\alpha'}\, \vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} - 2 v_\alpha v_{\alpha\beta}'\, \vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}' + 2 v_{\alpha\alpha'} v_{\alpha\beta}'\, \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}' \,. \qquad \text{(A7.4.16)}$$

Wenn ein v_α^2 in f_n^α absorbiert wird, lässt sich I_1 folgendermassen darstellen:

$$I_{1,nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,t) = \frac{1}{64\pi^3} \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{m_\beta^2} f_{n,0}^{\alpha}(r,v_\alpha,t)\cdot 4\pi \left(\frac{m_\beta}{2\pi k T_\beta}\right)^{3/2} n_m^\beta(r,t) \times$$

$$\times \int e^{-\left[\frac{m_\beta}{2kT_\beta} v_\alpha^2 + \left(\frac{m_\alpha}{2kT_\alpha} + \frac{m_\beta}{2kT_\beta}\right) v_{\alpha\alpha'}^2 + \frac{m_\beta}{2kT_\beta} v_{\alpha\beta}'^2\right]} \sigma_{nm,\alpha'\beta'}^{nm,\alpha\beta}(v_{\alpha\beta}')\, I_{1W}(v_\alpha,v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta}')\, v_{\alpha\alpha'}\, dv_{\alpha\alpha'}\, v_{\alpha\beta}'\, dv_{\alpha\beta}'$$

$$I_{1W}(v_\alpha,v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta}') \equiv \sum_{l=0}^{\infty} \frac{2l+1}{2} P_l[\mu(v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta}')] \int e^{x\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}}\, e^{y\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}'}\, e^{-z\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}'}\, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}')\, d^2\Omega_{\alpha\alpha'}\, d^2\Omega_{\alpha\beta}'$$

$$x = \left(\frac{m_\alpha}{kT_\alpha} + \frac{m_\beta}{kT_\beta}\right) v_\alpha v_{\alpha\alpha'} \qquad \text{(A7.4.17)}$$

$$y = \frac{m_\beta}{kT_\beta} v_\alpha v_{\alpha\beta}'$$

$$z = \frac{m_\beta}{kT_\beta} v_{\alpha\alpha'} v_{\alpha\beta}' \,.$$

In I_{1W} werden die Exponenten nach Gl. (A7.3.18) entwickelt,

$$I_{1W}(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{i\pi}{2x}}\sqrt{\frac{i\pi}{2y}}\sqrt{\frac{\pi}{2iz}} \sum_{\ell=0}^{\infty}\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{\nu=0}^{\infty}\sum_{\eta=0}^{\infty} (2\ell+1)(2\lambda+1)(2\nu+1)(2\eta+1)\, i^{\lambda+\nu+\eta} \times$$

$$\times J_{\lambda+1/2}\left(\frac{x}{i}\right) J_{\nu+1/2}\left(\frac{y}{i}\right) J_{\eta+1/2}(iz)\, P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})] \times$$

$$\times \int P_\lambda(\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'})\, P_\nu(\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta})\, P_\eta(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta})\, P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_{\alpha\beta})\, d^2\Omega_{\alpha\alpha'}\, d^2\Omega'_{\alpha\beta} . \qquad \text{(A7.4.18)}$$

Zuerst wird das Produkt $P_\eta P_\ell$ nach Gl. (A7.3.28) durch eine Summe über einzelne Legendre Polynome ersetzt und anschliessend werden alle Legendre Polynome mittels Gl. (A7.3.9) nach Kugelfunktionen entwickelt. Dadurch werden die drei Winkelvektoren $\vec{\Omega}_\alpha$, $\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}$ und $\vec{\Omega}'_{\alpha\beta}$ separiert, so dass die Integrationen in Gl. (A7.4.18) ausgeführt werden können. Das Resultat ist,

$$I_{1W}(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) = 8\pi^2 \sqrt{\frac{i\pi^3}{8xyz}} \sum_{\ell=0}^{\infty}\sum_{\lambda=0}^{\infty}\sum_{\eta=0}^{\infty} (2\ell+1)(2\eta+1)\, i^{2\lambda+\eta} \left(C_{000}^{\eta\ell\lambda}\right)^2 \times$$

$$\times J_{\lambda+1/2}\left(\frac{x}{i}\right) J_{\lambda+1/2}\left(\frac{y}{i}\right) J_{\eta+1/2}(iz)\, P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})] . \qquad \text{(A7.4.19)}$$

Als nächstes benützen wir die Relation

$$C_{000}^{\eta\ell\lambda} = (-1)^\eta \sqrt{\frac{2\lambda+1}{2\ell+1}}\, C_{000}^{\eta\lambda\ell} \qquad \text{(A7.4.20)}$$

um die Summe über η in Gl. (A7.4.19) unter Zuhilfenahme von Gl. (A7.3.28) so zu schreiben:

$$\sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\left(C_{000}^{\eta\ell\lambda}\right)^2 P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})] = (2\lambda+1)\sum_{\ell=0}^{\infty}\left(C_{000}^{\eta\lambda\ell}\right)^2 P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})]$$

$$= (2\lambda+1)\, P_\eta[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})]\, P_\lambda[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})] . \qquad \text{(A7.4.21)}$$

Setzt man das in Gl. (A7.4.19) ein, so kann die Summe über η mit Hilfe von Gl. (A7.3.18) geschlossen dargestellt werden. Benutzt man zusätzlich die Relation

$$J_{\lambda+1/2}(-x) = (-1)^{\lambda+1}\, i\, J_{\lambda+1/2}(x) \tag{A7.4.22}$$

so erhält man für I_{1W}:

$$I_{1W}(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) = 8\pi^2 \sqrt{\frac{\pi^2}{4xy}}\, e^{-z\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})} \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1)\, J_{\lambda+1/2}(ix)\, J_{\lambda+1/2}\left(\frac{y}{i}\right) P_\lambda\left[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})\right]. \tag{A7.4.23}$$

Als letztes benutzt man die Formel [13]

$$\sqrt{xy}\,\frac{2\sin R}{\pi R} = \sum_{\lambda=0}^{\infty} (2\lambda+1)\, J_{\lambda+1/2}(x)\, J_{\lambda+1/2}(y)\, P_\lambda(\cos\Theta)$$
$$R = \sqrt{x^2+y^2-2xy\cos\Theta} \tag{A7.4.24}$$

um die noch verbleibende Summierung in I_{1W} geschlossen ausführen zu können. Mit $R=i\sqrt{x^2+y^2+2xy\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}$ ist das Resultat

$$I_{1W}(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta}) = 8\pi^2 e^{-z\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}\, \frac{\sinh\sqrt{x^2+y^2+2xy\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}}{\sqrt{x^2+y^2+2xy\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}} \;. \tag{A7.4.25}$$

Das ganze Integral wird schliesslich,

$$I^{nm,\alpha\beta}_{1,nm,\alpha'\beta'}(r, v_\alpha, t) = f^\alpha_{n0}(r, v_\alpha, t) \sum^{nm,\alpha\beta}_{nm,\alpha'\beta'}(r, v_\alpha, t)$$

$$\sum^{nm,\alpha\beta}_{nm,\alpha'\beta'}(r, v_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{2m_\beta^2}\left(\frac{m_\beta}{2\pi kT_\beta}\right)^{3/2} n^\beta_{00}(r,t) \int e^{-\left[\frac{m_\beta}{2kT_\beta}v_\alpha^2 + \left(\frac{m_\alpha}{2kT_\alpha} + \frac{m_\beta}{2kT_\beta}\right)v^2_{\alpha\alpha'} + \frac{m_\beta}{2kT_\beta}v'^2_{\alpha\beta}\right]} \times$$
$$\times\, \sigma^{nm,\alpha\beta}_{nm,\alpha'\beta'}(v'_{\alpha\beta})\, e^{-z\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}\, \frac{\sinh\sqrt{x^2+y^2+2xy\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}}{\sqrt{x^2+y^2+2xy\mu(v_{\alpha\alpha'}, v'_{\alpha\beta})}}\, v_{\alpha\alpha'}\,dv_{\alpha\alpha'}\, v'_{\alpha\beta}\,dv'_{\alpha\beta}. \tag{A7.4.26}$$

7.4.2. Das zweite elastische Integral (nur schwere Teilchen)

Die inverse elastische Reaktion ist

$$A(n) + B(m) \longrightarrow A'(n) + B'(m) \,. \tag{A7.4.27}$$

Dieser Reaktion entspricht das Integral

$$I_{2,nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = f_n^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t)\int f_m^\beta(\vec{r},\vec{v}_\beta,t)\, v_{\alpha\beta}\, \sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(\vec{v}_\alpha \to \vec{v}_\alpha{}')\, d^3v_\alpha'\, d^3v_\beta' \,. \tag{A7.4.28}$$

Als Variable benutzen wir

$$\vec{v}_{\alpha\alpha'} = \vec{v}_\alpha - v_\alpha' \quad ; \quad \vec{v}_{\alpha\beta} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta \,. \tag{A7.4.29}$$

Die Reduktion des Integrals bis zur Winkelintegration ist identisch mit derjenigen des vorangegangenen Abschnitts. Der einzige Unterschied ist, dass $\vec{v}'_{\alpha\beta}$ in Abschnitt 7.4.1. überall durch $\vec{v}_{\alpha\beta}$ in diesem Abschnitt ersetzt wird. Es erübrigt sich daher die Ableitung zu wiederholen. Alle Formeln bis Gl. (A7.4.14) können direkt aus Abschnitt 7.4.1. übernommen werden, wenn $\vec{v}'_{\alpha\beta}$ durch $\vec{v}_{\alpha\beta}$ ersetzt wird. Das Resultat ist

$$I_{2,nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^\alpha(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{16\pi^2 m_\beta^2}\sum_{l=0}^{\infty}\frac{2l+1}{2}\int \frac{f_{m,o}^\beta(r,v_\beta,t)}{v_{\alpha\alpha'}\,v_{\alpha\beta}}\,\sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(v_{\alpha\beta})\,\times$$

$$\times P_l[\mu(v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta})]\, P_l(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta})\, d^3v_{\alpha\alpha'}\, d^3v_{\alpha\beta} \,. \tag{A7.4.30}$$

Da f_n^α vor dem Integral steht, braucht diese Funktion nicht approximiert zu werden. Dadurch wird das Integral μ_α-abhängig, im Gegensatz zu I_1, bei dem beide Verteilungsfunktionen μ-unabhängig approximiert werden mussten.

Die Verteilungsfunktion $f_{m,o}^\beta$ wird aus Gl. (5.8) übernommen und v_β im Exponenten durch $\vec{v}_\beta = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_{\alpha\beta}$ ausgedrückt,

$$e^{-\frac{m_\beta}{2kT_\beta}v_\beta^2} = e^{-\frac{m_\beta}{2kT_\beta}\left(v_\alpha^2 + v_{\alpha\beta}^2 - 2 v_\alpha v_{\alpha\beta}\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}\right)} \qquad \text{(A7.4.31)}$$

Dadurch wird das Integral,

$$I_{2,nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^\alpha(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\frac{(m_\alpha+m_\beta)^2}{32\pi^2 m_\beta^2}\,4\pi\left(\frac{m_\beta}{2\pi kT_\beta}\right)^{3/2} n_m^\beta(r,t)\, e^{-\frac{m_\beta v_\alpha^2}{2kT_\beta}} \times$$

$$\times\int e^{-\frac{m_\beta v_{\alpha\beta}^2}{2kT_\beta}}\sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(v_{\alpha\beta})\, I_{2W}(v_\alpha,v_{\alpha\beta})\, v_{\alpha\alpha'}\,dv_{\alpha\alpha'}\, v_{\alpha\beta}\,dv_{\alpha\beta}$$

(A7.4.32)

$$I_{2W}(v_\alpha,v_{\alpha\beta}) = \sum_{\ell=0}^{\infty}(2\ell+1)P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'},v_{\alpha\beta})]\int e^{y\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta}}P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\beta})\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'}\,d^2\Omega_{\alpha\beta}$$

$$y = \frac{m_\beta}{kT_\beta}v_\alpha v_{\alpha\beta}\,.$$

Das Resultat der Winkelintegration ist

$$I_{2W}(v_\alpha,v_{\alpha\beta}) = 16\pi^2\frac{\sinh y}{y}\,. \qquad \text{(A7.4.33)}$$

Ersetzt man y in dieser Gleichung durch seine Definition in Gl. (A7.4.32) und setzt Gl. (A7.4.33) in das Integral ein, so erhält man

$$I_{2,nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^\alpha(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\frac{2\pi(m_\alpha+m_\beta)^2 kT_\beta}{m_\beta^3 v_\alpha}\left(\frac{m_\beta}{2\pi kT_\beta}\right)^{3/2} n_m^\beta(r,t)\,e^{-\frac{m_\beta v_\alpha^2}{2kT_\beta}} \times$$

$$\times\int_0^\infty e^{-\frac{m_\beta v_{\alpha\beta}^2}{2kT_\beta}}\sinh\left(\frac{m_\beta}{kT_\beta}v_\alpha v_{\alpha\beta}\right)\sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(v_{\alpha\beta})\,dv_{\alpha\beta}\int_0^{\frac{2m_\beta}{m_\alpha+m_\beta}v_{\alpha\beta}} v_{\alpha\alpha'}\,dv_{\alpha\alpha'} \qquad \text{(A7.4.34)}$$

oder, nach Ausführung der Integration über $v_{\alpha\alpha'}$,

$$I_{2,nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^\alpha(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\Sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,t)$$

(A7.4.35)

$$\Sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(r,v_\alpha,t) = \frac{2}{v_\alpha}\sqrt{\frac{m_\beta}{2\pi kT_\beta}}\,n_m^\beta(r,t)\,e^{-\frac{m_\beta v_\alpha^2}{2kT_\beta}}\int_0^\infty e^{-\frac{m_\beta v_{\alpha\beta}^2}{2kT_\beta}}\sinh\left(\frac{m_\beta}{kT_\beta}v_\alpha v_{\alpha\beta}\right)\sigma_{nm,\alpha\beta}^{nm,\alpha'\beta'}(v_{\alpha\beta})\,v_{\alpha\beta}^2\,dv_{\alpha\beta}\,.$$

7.5. Elektron Impakt Dissoziation

7.5.1. Elektron Dissoziation von 2-atomigen Ionen, Nr. (18.1) Tabelle 2

Die betrachtete Reaktion ist

$$A_2'^{+}(q) + e' \rightarrow A(n) + B(m) \qquad \text{(A7.5.1)}$$

mit dem Integral

$$I^{nm,\alpha\beta,00}_{1,q(2\alpha')e',1}(\vec{r},\vec{v}_{\alpha'},t) = \int f_q^{(2\alpha),1}(\vec{r},\vec{v}'_{\alpha},t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}'_{\beta},t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma^{nm,\alpha\beta,00}_{q,(2\alpha')e',1}(\vec{v}'_{\alpha}\rightarrow\vec{v}_{\alpha})\, d^3v'_{\alpha}\, d^3v'_{\beta}\,. \qquad \text{(A7.5.2)}$$

Die Erhaltungssätze schreiben wir in der Form

$$m'_{\alpha}\vec{v}'_{\alpha} + m'_{\beta}\vec{v}'_{\beta} = m_{\alpha}\vec{v}_{\alpha} + m_{\beta}\vec{v}_{\beta}\,, \qquad m'_{\alpha} + m'_{\beta} = m_{\alpha} + m_{\beta}$$

$$\frac{1}{2}m'_{\alpha}v'^2_{\alpha} + \frac{1}{2}m'_{\beta}v'^2_{\beta} = \frac{1}{2}m_{\alpha}v^2_{\alpha} + \frac{1}{2}m_{\beta}v^2_{\beta} \pm E_{nm,q}\,, \qquad E_{nm,q} = |E_n + E_m - E_q|, \qquad \text{(A7.5.3)}$$

wobei $E_{nm,q}$ die Differenz der Anregungsenergien im Endzustand und im Anfangszustand ist.

Da es sich um **einen inelas**tischen Stossvorgang handelt, ist die Kinematik ähnlich derjenigen von Abschnitt 7.1.1. und 7.3.1. Die Variablen sind wieder $\vec{v}_{\alpha\alpha'}$ und $\vec{v}'_{\beta}$. In Analogie zu Gl. (A7.1.10) hat man

$$\vec{v}_{\alpha 0} = \frac{m'_{\beta}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}(\vec{v}_{\alpha}-\vec{v}'_{\beta}) + \frac{m'_{\alpha}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}\vec{v}_{\alpha\alpha'} \cong -\frac{m'_{\beta}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}\vec{v}'_{\beta} + \frac{m'_{\alpha}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}\vec{v}_{\alpha\alpha'}$$

$$\vec{v}'_{\alpha 0} = \frac{m'_{\beta}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}(\vec{v}_{\alpha}-\vec{v}'_{\beta}) - \frac{m'_{\beta}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}\vec{v}_{\alpha\alpha'} \cong -\frac{m'_{\beta}}{m_{\alpha}+m_{\beta}}\vec{v}'_{\beta}\,. \qquad \text{(A7.5.4)}$$

Der Energieerhaltungssatz, Gl. (A7.5.3), kann auch so geschrieben werden:

$$v_{\alpha o}^2 = \frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} v_{\alpha o}'^2 \mp Q_{nm,q} \,, \qquad Q_{nm,q} = \frac{2 m_\beta}{m_\alpha (m_\alpha + m_\beta)} E_{nm,q} \,. \tag{A7.5.5}$$

Der Streukosinus im Schwerpunktsystem ergibt sich aus der approximativen Form von Gl. (A7.5.4) aus Gl. (A7.1.14) zu

$$\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha o}' = \frac{1}{2\sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}}} \left\{ \left(1 + \frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'}\right) - \frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\beta'^2} \frac{v_{\alpha\alpha'}^2}{v_\beta'^2} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2} \right\} = \mu_o(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta'). \tag{A7.5.6}$$

Die Integrationsgrenzen sind,

$$v_{\alpha\alpha' min.} = \frac{m_\beta'}{m_\alpha + m_\beta} v_\beta' \left| \sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}} - 1 \right|$$

$$v_{\alpha\alpha' max.} = \frac{m_\beta'}{m_\alpha + m_\beta} v_\beta' \left(\sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}} + 1 \right) \tag{A7.5.7}$$

$0 \leq v_\beta' \leq \infty$ bei $-E_{nm,q}$ in Gl. (A7.5.3)

$\sqrt{\frac{2(m_\alpha + m_\beta) E_{nm,q}}{m_\alpha' m_\beta'}} \leq v_\beta' \leq \infty$ bei $+E_{nm,q}$ in Gl. (A7.5.3) .

Für die Streufunktion mit der normierten δ-Funktion finden wir

$$\sigma(\vec{v}_\alpha' \to \vec{v}_\alpha) = \frac{2(m_\alpha + m_\beta)}{m_\beta' v_\beta' \sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}}} \sigma(v_{\alpha\beta}', \vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha o}') \, \delta\left(v_{\alpha o}^2 - \frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} v_{\alpha o}'^2 \pm Q_{nm,q}\right). \tag{A7.5.8}$$

Das Argument der δ-Funktion erhält man wieder indem für $v_{\alpha o}^2$ und $v_{\alpha o}'^2$ die Approximationen aus Gl. (A7.5.4) eingesetzt werden. Das Resultat ist,

$$v_{\alpha 0}^2 - \frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} v_{\alpha 0}'^2 \pm Q_{nm,q} = \frac{2 m_\alpha' m_\beta'}{(m_\alpha + m_\beta)^2} v_{\alpha\alpha'} v_\beta' \left[\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta' - \mu(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta') \right]$$

(A7.5.9)

$$\mu(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta') = \frac{m_\alpha m_\beta' - m_\alpha' m_\beta}{2 m_\alpha m_\alpha'} \frac{v_\beta'}{v_{\alpha\alpha'}} + \frac{m_\alpha'}{2 m_\beta'} \frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_\beta'} \pm \frac{m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\alpha' m_\beta' M v_{\alpha\alpha'} v_\beta'} .$$

Mit einem isotropen Streuquerschnitt im Schwerpunktsystem und der üblichen Entwicklung der δ-Funktion nach Legendre Polynomen erhält man für I_1,

$$I_{1,q,(2\alpha')e',1}^{nm,\alpha\beta,00}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3}{4\pi m_\alpha'^2 m_\beta'^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{2\ell+1}{2} \int \frac{f_q^{(2\alpha)}(r, v_\alpha', \mu_\alpha', t) f^\beta(r, v_\beta', \mu_\beta', t)}{v_{\alpha\alpha'} v_\beta' \sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}}} \sigma_{q,(2\alpha')e',1}^{nm,\alpha\beta,00}(v_\beta') \times$$

$$\times P_\ell[\mu(v_{\alpha\alpha'}, v_\beta')] P_\ell(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}_\beta') d^3 v_{\alpha\alpha'} d^3 v_\beta' . \qquad \text{(A7.5.10)}$$

Dieses Integral ist von der gleichen Form wie Gl. (A7.3.8) und die Lösung entspricht dem isotropen Term in Gl. (A7.3.35),

$$I_{1,q,(2\alpha')e',1}^{nm,\alpha\beta,00}(r, v_\alpha, t) = f_{q,0}^{(2\alpha),1}(r, v_\alpha, t) \sum_{q,(2\alpha')e',1}^{nm\,\alpha\beta,00}(r, v_\alpha, t)$$

(A7.5.11)

$$\Sigma_{q,(2\alpha')e',1}^{nm,\alpha\beta,00}(r, v_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3}{8\pi m_\alpha'^2 m_\beta'^2} \frac{kT_s}{v_\alpha} \int_{v_{\beta min.}}^{\infty} \frac{f_0^\beta(r, v_\beta', t) \sigma_{q,(2\alpha')e',1}^{nm,\alpha\beta,00}(v_\beta')}{\sqrt{\frac{m_\alpha' m_\beta}{m_\alpha m_\beta'} \mp \frac{2 m_\beta^2 E_{nm,q}}{m_\beta'^2 M v_\beta'^2}}} \times$$

$$\times \int_{v_{\alpha\alpha' min.}}^{v_{\alpha\alpha' max.}} e^{-\frac{m_\alpha' v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}} \sinh\left(\frac{m_\alpha' v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_s}\right) d v_{\alpha\alpha'} .$$

7.6. Photointegrale

7.6.1. Resonanzabsorption, n > m, Reaktion (16.1) in Tabelle 2

Die Reaktion und das dazugehörige Integral sind,

$$A'(m) + h\nu \rightarrow A(n) \qquad (A7.6.1)$$

$$I_{1,m,\alpha'\nu}^{n,\alpha}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = c\int f_m^\alpha(\vec{r},\vec{v}_\alpha',t)\, f^\nu(\vec{r},\vec{\nu},t)\,\phi_m^n(\nu)\,\sigma_{m,\alpha'\nu}^{n,\alpha}(\vec{v}_\alpha'\rightarrow\vec{v}_\alpha)\,d^3v_\alpha'\,d^3\nu, \qquad (A7.6.2)$$

wobei $\phi_m^n(\nu)$ die Linienbreite beim Übergang von n nach m darstellt.

Die Impuls- und Energieerhaltungssätze sind,

$$m_\alpha\vec{v}_\alpha' + \frac{h\nu}{c}\vec{\Omega}_\nu = m_\alpha\vec{v}_\alpha$$

$$v_\alpha^2 = v_\alpha'^2 + \frac{2h\nu}{m_\alpha} - \frac{2E_{nm}}{m_\alpha}\ . \qquad (A7.6.3)$$

Eine charakteristische Eigenschaft auch von energetischen Photonen ist ihr geringer Impuls. Der Term $h\nu/c$ in Gl. (A7.6.3) ist um 4 Grössenordungen geringer als $m_\alpha v_\alpha$ bei T=2000K und noch kleiner bei höheren Temperaturen. Er kann daher in der Impulsbilanz vernachlässigt werden, so dass Schwerpunktsystem und Laborsystem praktisch zusammenfallen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist nur noch ν-abhängig und die Wirkungsfunktion mit der normierten δ-Funktion wird

$$\sigma(\vec{v}_\alpha'\rightarrow\vec{v}_\alpha) = \frac{2\,\sigma(\nu)}{v_\alpha'\sqrt{1+\frac{2}{m_\alpha v_\alpha'^2}(h\nu - E_{nm})}}\,\delta\left(v_\alpha^2 - v_\alpha'^2 - \frac{2h\nu}{m_\alpha} + \frac{2E_{nm}}{m_\alpha}\right). \qquad (A7.6.4)$$

Da δ bereits im Laborsystem gegeben ist, erübrigt sich die übliche Transformation.

Für v'_α besteht wegen der δ-Funktion keine Beschränkung,

$$0 \leqq v'_\alpha \leqq \infty, \tag{A7.6.5}$$

während die Grenzen von ν nach der Integration über v'_α deutlich werden. Das Integral wird nun,

$$I^{n,\alpha}_{1,m,\alpha'\nu}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{c}{2\pi}\int \frac{f^\alpha_m(r,v'_\alpha,\mu'_\alpha,t)\, f^\nu(r,\nu,\mu_\nu,t)}{\sqrt{1+\frac{2}{m_\alpha v'^2_\alpha}(h\nu - E_{nm})}}\, \phi^n_m(\nu)\, \sigma^{n,\alpha}_{m,\alpha'\nu}(\nu) \times$$

$$\times\, \delta\left(v^2_\alpha - v'^2_\alpha - \frac{2h\nu}{m_\alpha} + \frac{2E_{nm}}{m_\alpha}\right) v'_\alpha\, dv'_\alpha\, d^3\nu. \tag{A7.6.6}$$

Die δ-Funktion gestattet eine geschlossene Integration über v'_α, und da ausser f^ν keine weitere Funktion von $\vec{\Omega}_\nu$ abhängt, kann auch die Winkelintegration geschlossen ausgeführt werden. Das Resultat ist,

$$I^{n,\alpha}_{1,m,\alpha'\nu}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{c}{2\pi}\int_0^{\frac{1}{h}\left(\frac{m_\alpha}{2}v^2_\alpha + E_{nm}\right)} \sqrt{1+\frac{2}{m_\alpha v^2_\alpha}(E_{nm} - h\nu)}\; f^\alpha_m\left[r, v'_\alpha = v_\alpha\sqrt{1+\frac{2}{m_\alpha v^2_\alpha}(E_{nm} - h\nu)}, \mu_\alpha, t\right] \times$$

$$\times\, f^\nu_0(r,\nu,t)\, \phi^n_m(\nu)\, \sigma^{n,\alpha}_{m,\alpha'\nu}(\nu)\, \nu^2 d\nu. \tag{A7.6.7}$$

Da f_m in der Approximation von Gl. (5.8) von v'^2_α abhängt, kann I_1 so geschrieben werden,

$$I^{n,\alpha}_{1,m,\alpha'\nu}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^\alpha_m(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, \Sigma^{n,\alpha}_{m,\alpha'\nu}(r,v_\alpha,t)$$

$$\Sigma^{n,\alpha}_{m,\alpha'\nu}(r,v_\alpha,t) = \frac{c}{2\pi}\, e^{-\frac{E_{nm}}{kT_s}} \int_0^{\frac{1}{h}\left(\frac{m_\alpha}{2}v^2_\alpha + E_{nm}\right)} \sqrt{1+\frac{2}{m_\alpha v^2_\alpha}(E_{nm} - h\nu)}\; e^{\frac{h\nu}{kT_s}}\, f^\nu_0(r,\nu,t)\, \phi^n_m(\nu)\, \sigma^{n,\alpha}_{m,\alpha'\nu}(\nu)\, \nu^2 d\nu. \tag{A7.6.8}$$

7.6.2. Resonanzabsorption, $n < m$, Reaktion (17.2) in Tabelle 2

Die Reaktion

$$A(n) + h\nu \longrightarrow A'(m) \qquad \text{(A7.6.9)}$$

ist nicht die Inverse von Gl. (A7.6.1) sondern von der Reaktion (17.1) in Tabelle 2. Das Integral ist daher,

$$I^{m,\alpha'}_{2,n,\alpha\nu}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = c\, f^{\alpha}_{n}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) \int f^{\nu}(\vec{r},\vec{\nu},t)\, \phi^{m}_{n}(\nu)\, \sigma^{m,\alpha'}_{n,\alpha\nu}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}\,'_\alpha)\, d^3v'_\alpha\, d^3\nu. \qquad \text{(A7.6.10)}$$

Das Integral der Wirkungsfunktion über $\vec{v}\,'_\alpha$ ist gerade der Gesamtquerschnitt $\sigma(\nu)$ und das Integral über $d^2\Omega_\nu$ ergibt $\frac{1}{2} f^{\nu}_{0}$, da f^{ν} nur von μ_ν abhängt. Folglich ist

$$\begin{aligned} I^{m,\alpha'}_{2,n,\alpha\nu}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) &= f^{\alpha}_{n}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, \Sigma^{m,\alpha'}_{n,\alpha\nu}(r,t) \\ \Sigma^{m,\alpha'}_{n,\alpha\nu}(r,t) &= \frac{c}{2}\int_0^\infty f^{\nu}_{0}(r,\nu,t)\, \phi^{m}_{n}(\nu)\, \sigma^{m,\alpha'}_{n,\alpha\nu}(\nu)\, \nu^2\, d\nu\,. \end{aligned} \qquad \text{(A7.6.11)}$$

7.6.3. Photodissoziation, Reaktion (23.1) und (28.1) in Tabelle 2

Die Reaktionen sind,

$$A_2'(q) + h\nu \longrightarrow A(n) + B(m)$$

$$A_2'^{+}(q) + h\nu \longrightarrow A(n) + B^{+}(m) \qquad (A7.6.12)$$

mit dem Integral

$$I_{1,q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = c\int f_q^{(2\alpha)}(\vec{r},\vec{v}_\alpha{}',t)\, f^{\nu}(\vec{r},\vec{\nu},t)\, \sigma_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(\vec{v}_\alpha{}' \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v_\alpha{}'\, d^3\nu\,, \qquad (A7.6.13)$$

bei dem die Ionisationsindizes fortgelassen sind, damit es für beide Reaktionen gültig ist.

Die Impulsbilanz ist

$$(m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_\alpha{}' + \frac{h\nu}{c}\vec{\Omega}_\nu = m_\alpha \vec{v}_\alpha + m_\beta \vec{v}_\beta \qquad (A7.6.14)$$

oder, unter Vernachlässigung des Photonenimpulses,

$$(m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_\alpha{}' \cong m_\alpha \vec{v}_\alpha + m_\beta \vec{v}_\beta\,. \qquad (A7.6.15)$$

Für den Energieerhaltungssatz erhält man,

$$\frac{1}{2}(m_\alpha + m_\beta)v_\alpha'^2 + h\nu = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2} m_\beta v_\beta^2 + E_{nm,q}\,. \qquad (A7.6.16)$$

Wir wählen $\vec{v}_{\alpha\alpha'} = \vec{v}_\alpha - \vec{v}_\alpha'$ und $\vec{\nu}$ als Integrationsvariablen. Mit der Approximation von Gl. (A7.6.15) ergibt sich dann die Relation,

$$v_{\alpha\alpha'}^2 = \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha + m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\,. \qquad (A7.6.17)$$

Da der Schwerpunkt mit der Masse $(m_\alpha+m_\beta)$ zusammenfällt, gibt es, wie in den vorangegangenen Abschnitten, keinen separaten Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Gleichung (A7.6.17) kann daher direkt als Argument der δ-Funktion im Laborsystem übernommen werden. Der differentielle Querschnitt wird wieder durch seine isotrope Form dargestellt. Für die Wirkungsfunktion erhält man dann den Ausdruck,

$$\sigma(\vec{v}_\alpha{}' \to \vec{v}_\alpha) = \frac{1}{2\pi}\,\frac{\sigma(\nu)}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}}\,\delta\left[v^2_{\alpha\alpha'} - \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\right]. \quad \text{(A7.6.18)}$$

Die Integrationsgrenzen sind,

$$\frac{E_{nm}}{h} \leq \nu \leq \infty\ . \quad \text{(A7.6.19)}$$

Das Integral wird,

$$I^{nm,\alpha\beta}_{1,q,(2\alpha')\nu}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{c}{2\pi}\int \frac{f_q^{(2\alpha)}(r, v_\alpha', \mu_\alpha', t)\, f^\nu(r, \nu, \mu_\nu, t)}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}}\,(h\nu - E_{nm,q})}\,\sigma^{nm,\alpha\beta}_{q,(2\alpha')\nu}(\nu)\ \times \quad \text{(A7.6.20)}$$
$$\times\,\delta\left[v^2_{\alpha\alpha'} - \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\right] d^3v_\alpha'\, d^3\nu .$$

Die Integration über $d^2\Omega_\nu$ kann ausgeführt werden und ergibt $f_0^\nu(r,\nu,t)$, da nur die Verteilungsfunktion der Photonen von $\vec{\Omega}_\nu$ abhängt. Für $f_q^{(2\alpha)}$ benützen wir die übliche Approximation von Gl. (5.8) und schreiben

$$e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)v_\alpha'^2}{2kT_s}} = e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)(\vec{v}_\alpha' - \vec{v}_{\alpha\alpha'})^2}{2kT_s}} = e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)\tilde{v}_\alpha^2}{2kT_s}}\, e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)v^2_{\alpha\alpha'}}{2kT_s} + \frac{(m_\alpha+m_\beta)}{kT_s} v_\alpha v_{\alpha\alpha'}\,\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}}. \quad \text{(A7.6.21)}$$

Daraus ergibt sich für das Integral,

$$I_{1,q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{c}{2\pi} f_q^{(2\alpha)}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \int \frac{f_0^\nu(r,\nu,t)\,\sigma_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(\nu)}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}} e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}} \times$$

$$\times\, \delta\left[v_{\alpha\alpha'}^2 - \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\right] W_0(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'})\, v_{\alpha\alpha'}^2\, dv_{\alpha\alpha'}\, \nu^2 d\nu$$

(A7.6.22)

$$W_0(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}) = \int e^{\frac{m_\alpha+m_\beta}{kT_s} v_\alpha v_{\alpha\alpha'} \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}} d^2\Omega_{\alpha\alpha'} \,.$$

Die Funktion $W_0(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'})$ ist dieselbe wie in Gl. (A7.3.17) mit m_α durch $m_\alpha+m_\beta$ ersetzt. Ihr Wert ist in Gl. (A7.3.21) angegeben. Im vorliegenden Fall ist

$$W_0(v_\alpha, v_{\alpha\alpha'}) = \frac{4\pi kT_s}{(m_\alpha+m_\beta) v_\alpha v_{\alpha\alpha'}} \sinh \frac{(m_\alpha+m_\beta) v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_s} \,, \qquad \text{(A7.6.23)}$$

so dass man für I_1 folgenden Ausdruck erhält:

$$I_{1,q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_q^{(2\alpha)}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \frac{2ckT_s}{(m_\alpha+m_\beta)v_\alpha} \int_{\frac{E_{nm,q}}{h}}^{\infty} \frac{f_0^\nu(r,\nu,t)\,\sigma_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(\nu)\,\nu^2 d\nu}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}} \times$$

(A7.6.24)

$$\times \int_0^\infty e^{-\frac{(m_\alpha+m_\beta)}{2kT_s} v_{\alpha\alpha'}^2} \sinh \frac{(m_\alpha+m_\beta) v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_s}\, \delta\left[v_{\alpha\alpha'}^2 - \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\right] v_{\alpha\alpha'}\, dv_{\alpha\alpha'} \,.$$

Die δ-Funktion ermöglicht die geschlossene Integration über $v_{\alpha\alpha'}$. Das endgültige Resultat ist daher,

$$I_{1,q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_q^{(2\alpha)}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \sum_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,t)$$

(A7.6.25)

$$\sum_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(r,v_\alpha,t) = \frac{ckT_s}{(m_\alpha+m_\beta)v_\alpha} \int_{\frac{E_{nm,q}}{h}}^{\infty} \frac{f_0^\nu(r,\nu,t)\,\sigma_{q,(2\alpha')\nu}^{nm,\alpha\beta}(\nu)}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}} \times$$

$$\times\, e^{-\frac{m_\beta}{m_\alpha kT_s}(h\nu - E_{nm,q})} \sinh\left[\frac{m_\alpha+m_\beta}{kT_s} v_\alpha \sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}\right] \nu^2 d\nu \,.$$

7.6.4. 2-Körper Elektron Rekombination, Reaktion (25.1) in Tabelle 2

Reaktion und Integral sind,

$$A'^{+}(m) + e' \longrightarrow A(n) + h\nu \qquad \text{(A7.6.26)}$$

$$I^{n,\alpha\nu,0}_{1,m,\alpha'\beta',1}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = \int f^{\alpha,1}_{m}(\vec{r},\vec{v}'_\alpha,t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}'_\beta,t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma^{n,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(\vec{v}_\alpha{}' \to \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha\, d^3v'_\beta . \qquad \text{(A7.6.27)}$$

Es gelten fo/lgende Impuls- und Energieerhaltungssätze:

$$m_\alpha \vec{v}_\alpha{}' + m_\beta \vec{v}'_\beta = (m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_\alpha + \frac{h\nu}{c}\vec{\Omega}_\nu$$

$$\frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha'^2 + \frac{1}{2} m_\beta v_\beta'^2 = \frac{1}{2}(m_\alpha + m_\beta) v_\alpha^2 + h\nu \pm E_{nm} . \qquad \text{(A7.6.28)}$$

Vernachlässigt man $h\nu/c$ in der Impulsgleichung, so vereinfacht sie sich zu

$$m_\alpha \vec{v}_\alpha{}' + m_\beta \vec{v}'_\beta \cong (m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_\alpha . \qquad \text{(A7.6.29)}$$

Löst man diese Gleichung nach $\vec{v}'_\alpha$ und setzt in den Energieerhaltungs-satz von Gl. (A7.6.28) ein, so erhält man,

$$(\vec{v}_\alpha - \vec{v}_\beta{}')^2 \cong \frac{2m_\alpha}{m_\beta(m_\alpha + m_\beta)}(h\nu \pm E_{nm}) \qquad \text{(A7.6.30)}$$

oder, da $\vec{v}_\alpha \ll \vec{v}'_\beta$ ist,

$$v_\beta'^2 \cong \frac{2m_\alpha}{m_\beta(m_\alpha + m_\beta)}(h\nu \pm E_{nm}) . \qquad \text{(A7.6.31)}$$

Gleichung (A7.6.31) hat den grossen Vorteil gegenüber Gl. (A7.6.30), dass der Kosinus $\vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}'_\beta$ in ihr nicht vorkommt. Ein Kosinus in der Energiebilanz kompliziert das Integral beträchtlich.

Über die Photonenenergie, die in Gl. (A7.6.31) auftritt, wird nicht integriert, so dass sie eigentlich eliminiert werden müsste. Diese Elimination ist aufwendig und führt zu Komplikationen in der δ-Funktion. Es ist daher günstiger, in Gl. (A7.6.27) über $d^3\nu$ zu integrieren, statt über $d^3v'_\alpha$, und $\vec{v}'_\alpha$ in $f_m^{\alpha,1}$ über Gl. (A7.6.28) durch $\vec{v}_\alpha$, $\vec{v}'_\beta$ und $\vec{\nu}$ auszudrücken, was ja wegen der analytischen Form der Verteilungsfunktion möglich ist. Anstelle der Streufunktion $\sigma(\vec{v}'_\alpha \to \vec{v}_\alpha)$ muss dann die Funktion $\sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})$ genommen werden. Da es sich dabei um die gleiche Reaktion handelt, gilt

$$\sigma(\vec{v}'_\alpha \to \vec{v}_\alpha)\, d^3v_\alpha = \sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})\, d^3\nu \qquad \text{(A7.6.32)}$$

und

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{v}'_\alpha \to \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha &= \sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})\, \frac{d^3\nu}{d^3v_\alpha}\, d^3v'_\alpha \\ &= \sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})\, \frac{d^3\nu}{d^3v_\alpha}\, \frac{d^3v'_\alpha}{d^3\nu}\, d^3\nu \\ &= \sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})\, \frac{d^3v'_\alpha}{d^3v_\alpha}\, d^3\nu\,. \end{aligned} \qquad \text{(A7.6.33)}$$

Wenn alle Vektoren ausser $\vec{v}_\alpha$ und $\vec{v}'_\alpha$ in Gl. (A7.6.28) festgehalten werden, ist

$$\frac{d^3v'_\alpha}{d^3v_\alpha} = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3}{m_\alpha^3} \qquad \text{(A7.6.34)}$$

Folglich kann die Streufunktion im Integral von Gl. (A7.6.27) durch

$$\sigma(\vec{v}'_\alpha \to \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3}{m_\alpha^3}\, \sigma(\vec{v}'_\beta \to \vec{\nu})\, d^3\nu \qquad \text{(A7.6.35)}$$

ersetzt werden. Mit der Annahme eines isotropen Querschnitts im

Schwerpunktsystem und der normierten δ-Funktion ergibt sich für σ der Ausdruck,

$$\sigma(\vec{v}_\alpha' \to \vec{v}_\alpha) d^3 v_\alpha' = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3 h^2}{4\pi m_\alpha^3 \left(\frac{m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{2 m_\alpha} v_\alpha^2 \pm E_{nm} \right)^2} \sigma(v_\beta') \delta\left(\nu - \frac{m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{2 m_\alpha h} v_\beta'^2 \pm \frac{E_{nm}}{h} \right) d^3 \nu . \tag{A7.6.36}$$

Es ist in diesem Fall günstiger ν statt v_β' durch die δ-Funktion zu eliminieren, weil v_β' in der nur numerisch bekannten Funktion f^β vorkommt. Das ganze Integral wird damit,

$$I_{1,m,\alpha'\beta',1}^{n,\alpha\nu,0}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3 h^2}{4\pi m_\alpha^2} \int \frac{f_m^{\alpha,1}(r, v_\alpha', \mu_\alpha', t)\, f^\beta(r, v_\beta', \mu_\beta', t)}{\left(\frac{m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{2 m_\alpha} v_\beta'^2 \pm E_{nm} \right)^2} \sigma_{m,\alpha'\beta',1}^{n,\alpha\nu,0}(v_\beta') \times$$

$$\times v_\beta' \delta\left(\nu - \frac{m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{2 m_\alpha h} v_\beta'^2 \pm \frac{E_{nm}}{h} \right) d^3 v_\beta' d^3 \nu . \tag{A7.6.37}$$

Der Exponent der Verteilungsfunktion $f_m^{\alpha,1}$ ist

$$e^{-\frac{m_\alpha v_\alpha'^2}{2kT_s}} = \exp\left\{ -\frac{1}{2kT_s} \left[\frac{(m_\alpha + m_\beta)^2}{m_\alpha} v_\alpha^2 + \frac{m_\beta^2}{m_\alpha} v_\beta'^2 + \frac{h^2 \nu^2}{m_\alpha c^2} - \frac{2 m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{m_\alpha} v_\alpha v_\beta' \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_\beta' + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{2(m_\alpha + m_\beta) h}{m_\alpha c} v_\alpha \nu \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_\nu - \frac{2 m_\beta h}{m_\alpha c} \nu v_\beta' \vec{\Omega}_\nu \cdot \vec{\Omega}_\beta' \right] \right\} \tag{A7.6.38}$$

$$\cong e^{-\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2kT_s}} \exp\left\{ -\frac{1}{2kT_s} \left[\frac{m_\beta^2}{m_\alpha} v_\beta'^2 - \frac{2 m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}{m_\alpha} v_\alpha v_\beta' \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_\beta' + \frac{2(m_\alpha + m_\beta) h}{m_\alpha c} v_\alpha \nu \vec{\Omega}_\alpha \cdot \vec{\Omega}_\nu \right] \right\},$$

da die weggelassenen Terme klein sind gegenüber den beibehaltenen. Die Elektronenverteilungsfunktion f^β wird nach Gl. (5.5) entwickelt und nur die ersten beiden Terme werden behalten. Damit wird das Integral,

$$I^{\kappa,\alpha\nu,0}_{1,m,\alpha'\beta',1}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^{\alpha,1}_{m}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\frac{(m_\alpha+m_\beta)^3 h^2}{16\pi^2 m_\alpha^3}\int \frac{e^{-\frac{m_\beta^2 v_\beta'^2}{2m_\alpha kT_s}}\,\sigma^{\kappa,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(v'_\beta)}{\left(\frac{m_\beta(m_\alpha+m_\beta)}{2m_\alpha}v_\beta'^2 \pm E_{\kappa m}\right)^2}\, v_\beta'^3\, dv'_\beta\, \nu^2 d\nu \,\times$$

$$\times\, \delta\left(\nu - \frac{m_\beta(m_\alpha+m_\beta)}{2m_\alpha h}v_\beta'^2 \pm \frac{E_{\kappa m}}{h}\right)\left[f_0^\beta(r,v'_\beta,t)\,W_0(v_\alpha,v'_\beta,\nu) + 3f_1^\beta(r,v'_\beta,t)\,W_1(v_\alpha,v'_\beta,\nu)\,P_1(\mu_\alpha)\right]$$

$$W_0(v_\alpha,v'_\beta,\nu) = \int e^{x\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}'_\beta - y\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_\nu}\, d^2\Omega'_\beta\, d^2\Omega_\nu \qquad \text{(A7.6.39)}$$

$$W_1(v_\alpha,v'_\beta,\nu) = \int e^{x\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}'_\beta - y\vec{\Omega}_\alpha\cdot\vec{\Omega}_\nu}\, \mu'_\beta\, d^2\Omega'_\beta\, d^2\Omega_\nu$$

$$x = \frac{m_\beta(m_\alpha+m_\beta)}{m_\alpha kT_s} v_\alpha v'_\beta \;, \quad y = \frac{(m_\alpha+m_\beta)h}{m_\alpha c kT_s} v_\alpha \nu \,.$$

Die Berechnung der Winkelintegrale erfolgt nach dem gleichen Schema wie in Abschnitt 7.3. Das Resultat ist,

$$W_0(v_\alpha,v'_\beta,\nu) = \frac{16\pi^2}{xy}\sinh x \sinh y$$

$$W_1(v_\alpha,v'_\beta,\nu) = \frac{16\pi^2}{xy}\left(\frac{\sinh x}{x} - \cosh x\right)\sinh y \,. \qquad \text{(A7.6.40)}$$

Die Integration über ν kann direkt ausgeführt werden indem ν überall durch das Argument der δ-Funktion ersetzt wird. Die Variable ν kommt ausser im Element $\nu^2 d\nu$ nur noch in y vor. Der endgültige Ausdruck für I_1 ist daher,

$$I^{\kappa,\alpha\nu,0}_{1,m,\alpha'\beta',1}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^{\alpha,1}_{m}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\,\frac{(m_\alpha+m_\beta)^3}{m_\alpha^3}\int e^{-\frac{m_\beta^2 v_\beta'^2}{2m_\alpha kT_s}}\,\sigma^{\kappa,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(v'_\beta)\,\frac{\sinh y}{xy}\,\times$$

$$\times\left[f_0^\beta(r,v'_\beta,t)\sinh x + 3f_1^\beta(r,v'_\beta,t)\left(\frac{\sinh x}{x} - \cosh x\right)P_1(\mu_\alpha)\right] v_\beta'^3\, dv'_\beta \qquad \text{(A7.6.41)}$$

$$y = \frac{m_\alpha+m_\beta}{m_\alpha c kT_s}\left(\frac{m_\beta(m_\alpha+m_\beta)}{2m_\alpha}v_\beta'^2 \mp E_{\kappa m}\right)v_\alpha \,.$$

Die Integrationsgrenzen für v'_β sind

$$
\begin{aligned}
&0 \leqq v'_\beta \leqq \infty \quad \text{bei } -E_{nm} \text{ in Gl. (A7.6.28)} \\
&\sqrt{\frac{2 m_\alpha E_{nm}}{m_\beta (m_\alpha + m_\beta)}} \leqq v'_\beta \leqq \infty \quad \text{bei } +E_{nm} \text{ in Gl. (A7.6.28).}
\end{aligned}
\tag{A7.6.42}
$$

Interessiert man sich nur für den isotropen Teil unter dem Integral, so ist

$$
\begin{aligned}
&I^{n,\alpha\nu,0}_{1,m,\alpha'\beta',1}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = f^{\alpha,1}_{m}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) \sum^{n,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(r, v_\alpha, t) \\
&\sum^{n,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(r, v_\alpha, t) = \frac{(m_\alpha + m_\beta)^3}{m_\alpha^3} \int f^\beta_0(r, v'_\beta, t)\, e^{-\frac{m_\beta^2 v_\beta'^2}{2 m_\alpha k T_s}}\, \sigma^{n,\alpha\nu,0}_{m,\alpha'\beta',1}(v'_\beta) \frac{\sinh y}{x y} v_\beta'^3 \, d v'_\beta .
\end{aligned}
\tag{A7.6.43}
$$

7.6.5. Photoionisation, Reaktion (25.2) in Tabelle 2

Die inverse Reaktion zu der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen ist

$$A(n) + h\nu \rightarrow A'^{+}(m) + e' \qquad \text{(A7.6.44)}$$

mit dem Integral

$$I_{2,n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'e',1}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = C\, f_n^{\alpha,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) \int f^{\nu}(\vec{r},\vec{v},t)\, \sigma_{n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'\beta',1}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha{}')\, d^3v_\alpha{}'\, d^3\nu. \qquad \text{(A7.6.45)}$$

Das Integral ist praktisch identisch mit demjenigen von Gl. (A7.6.10) wenn man wieder annimmt, dass der Schwerpunkt mit A(n) zusammenfällt. Die Integration der Streufunktion über $\vec{v}_\alpha'$ ergibt wieder den Gesamtquerschnitt und die Integration über φ_ν ergibt $\frac{1}{2} f_0^{\nu}$. Das Resultat ist daher

$$I_{2,n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'\beta',1}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f_n^{\alpha,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, \Sigma_{n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'\beta',1}(r,t)$$

$$\Sigma_{n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'\beta',1}(r,t) = C\int_0^\infty f_0^{\nu}(r,\nu,t)\, \sigma_{n,\alpha\nu,0}^{m,\alpha'\beta',1}(\nu)\, \nu^2 d\nu \; . \qquad \text{(A7.6.46)}$$

7.6.6. Photodissoziation, Reaktion (23.2) in Tabelle 4

Die Reaktion ist

$$A_2(q) + h\nu \rightarrow A'(n) + B'(m) \qquad \text{(A7.6.47)}$$

mit dem Integral,

$$I^{nm,\alpha'\beta',00}_{2,q,(2\alpha)\nu,0}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = c\, f^{(2\alpha)}_q(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) \int f^\nu(\vec{r},\vec{\nu},t)\, \sigma^{nm,\alpha'\beta',00}_{q,(2\alpha)\nu,0}(\vec{v}_\alpha \rightarrow \vec{v}_\alpha{}')\, d^3v_\alpha{}'\, d^3\nu . \qquad \text{(A7.6.48)}$$

Die Reaktion ist sehr ähnlich derjenigen von Gl. (A7.6.12), so dass die Kinetik von dort übernommen werden kann. Dadurch wird das Integral,

$$I^{nm,\alpha'\beta',00}_{2,q,(2\alpha)\nu,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{c}{2\pi} f^{(2\alpha)}_q(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) \int \frac{f^\nu(r,\nu,\mu_\nu,t)\, \sigma^{nm,\alpha'\beta',00}_{q,(2\alpha)\nu,0}(\nu)}{\sqrt{\frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})}} \times$$

$$\times\, \delta\left[v^2_{\alpha\alpha'} - \frac{2m_\beta}{m_\alpha(m_\alpha+m_\beta)}(h\nu - E_{nm,q})\right] d^3v_{\alpha\alpha'}\, d^3\nu . \qquad \text{(A7.6.49)}$$

Die Integration gibt wieder den Nenner von Gl. (A7.6.49), so dass sich das ganze Integral zu folgendem Ausdruck vereinfacht:

$$I^{nm,\alpha'\beta',00}_{2,q,(2\alpha)\nu,0}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^{(2\alpha)}_q(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t)\, \Sigma^{nm,\alpha'\beta',00}_{q,(2\alpha)\nu,0}$$

$$\Sigma^{nm,\alpha'\beta',00}_{q,(2\alpha)\nu,0} = c \int_{\frac{E_{nm,q}}{h}}^{\infty} f^\nu_0(r,\nu,t)\, \sigma^{nm,\alpha'\beta',00}_{q,(2\alpha)\nu,0}(\nu)\, \nu^2 d\nu . \qquad \text{(A7.6.50)}$$

7.8.1. 3-Körper Rekombination, Reaktion (24.1) in Tabelle 2

Die Reaktion ist,

$$A'^{+}(m) + e' + e'' \rightarrow A(n) + e \,. \tag{A7.8.1}$$

Kennzeichnet man die Elektronen durch e'=ß' und e"=ß", so ist das Integral,

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta'\beta'',1}(\vec{r},\vec{v}_\alpha,t) = 2\int f^{\alpha,1}_{m}(\vec{r},\vec{v}_\alpha{}',t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}_\beta{}',t)\, f^{\beta}(\vec{r},\vec{v}_\beta{}'',t)\, v'_{\alpha\beta}\, \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(\vec{v}_\alpha{}' \rightarrow \vec{v}_\alpha)\, d^3v'_\alpha\, d^3v'_\beta\, d^3v_\beta{}'' . \tag{A7.8.2}$$

Impuls- und Energieerhaltungssätze sind wie üblich,

$$\begin{aligned} m_\alpha \vec{v}_\alpha{}' + m_\beta(\vec{v}_\beta{}' + \vec{v}_\beta{}'') &= (m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_\alpha + m_\beta \vec{v}_\beta \\ \tfrac{1}{2} m_\alpha v_\alpha'^2 + \tfrac{1}{2} m_\beta v_\beta'^2 + \tfrac{1}{2} m_\beta v_\beta''^2 &= \tfrac{1}{2}(m_\alpha + m_\beta) v_\alpha^2 + \tfrac{1}{2} m_\beta v_\beta^2 \pm E_{nm} \,, \end{aligned} \tag{A7.8.3}$$

oder im Schwerpunktsystem,

$$\tfrac{1}{2} m_\alpha v'^2_{\alpha o} + \tfrac{1}{2} m_\beta v'^2_{\beta o} + \tfrac{1}{2} m_\beta v''^2_{\beta o} = \tfrac{1}{2}(m_\alpha + m_\beta) v^2_{\alpha o} + \tfrac{1}{2} m_\beta v^2_{\beta o} \pm E_{nm} \,. \tag{A7.8.4}$$

Wenn m_β überall gegenüber m_α vernachlässigt wird, kann man die Elektronengeschwindigkeiten im Schwerpunktsystem folgendermassen approximieren:

$$\begin{aligned} \vec{v}'_{\beta o} &= \vec{v}_\beta{}' - \vec{v}_\alpha - \frac{m_\beta}{m_\alpha}\vec{v}_\beta{}'' \cong \vec{v}_\beta{}' \\ \vec{v}''_{\beta o} &= \vec{v}_\beta{}'' - \vec{v}_\alpha{}' - \frac{m_\beta}{m_\alpha}\vec{v}_\beta{}' \cong \vec{v}_\beta{}'' \,. \end{aligned} \tag{A7.8.5}$$

Die dritte Elektronengeschwindigkeit, $\vec{v}_{\beta o}$, lässt sich mit der

Relation

$$(m_\alpha + m_\beta)\vec{v}_{\alpha o} + m_\beta \vec{v}_{\beta o} = 0 \qquad \text{(A7.8.6)}$$

durch $\vec{v}_{\alpha o}$ ausdrücken. Der Energieerhaltungssatz, Gl. (A7.8.4), gewinnt dadurch folgende approximative Form:

$$v_{\alpha o}^2 = \frac{m_\beta}{m_\alpha} v_{\alpha o}'^2 + \frac{m_\beta^2}{m_\alpha^2}(v_\beta'^2 + v_\beta''^2) \mp \frac{2 m_\beta E_{nm}}{m_\alpha^2} \quad . \qquad \text{(A7.8.7)}$$

Aus Gl. (A7.1.13) mit $\vec{\Omega}_{\alpha o} \cdot \vec{\Omega}_{\alpha o}' = \pm 1$ ergibt sich dann mit Gl. (A7.8.7),

$$\left(\frac{v_{\alpha\alpha'}}{v_{\alpha o}'}\right)_{\substack{max. \\ min.}} = \left| \sqrt{\frac{m_\beta}{m_\alpha} + \frac{Q_{nm}}{v_{\alpha o}'^2}} \pm 1 \right|$$

$$Q_{nm} = \frac{m_\beta^2}{m_\alpha^2}(v_\beta'^2 + v_\beta''^2) \mp \frac{2 m_\beta E_{nm}}{m_\alpha^2} \quad . \qquad \text{(A7.8.8)}$$

Die approximative Lösung dieser Gleichung ist,

$$v_{\alpha\alpha'_{\substack{max. \\ min.}}} \cong \left| \sqrt{Q_{nm}} \pm v_{\alpha o}' \right| . \qquad \text{(A7.8.9)}$$

Die Relation

$$\vec{v}_{\alpha o}' \cong - \frac{m_\beta}{m_\alpha}(\vec{v}_\beta' + \vec{v}_\beta'') \qquad \text{(A7.8.10)}$$

zeigt, dass Gl. (A7.8.9) die Integrationsgrenzen von $v_{\alpha\alpha'}$ durch die beiden Elektronengeschwindigkeiten vor dem Stoss ausdrückt. Allerdings hängen die Integrationsgrenzen dann noch vom Winkel zwischen $\vec{v}_\beta'$ und $\vec{v}_\beta''$ ab. Diese Abhängigkeit muss vernachlässigt werden, da es sonst unmöglich ist, die Winkelintegration geschlossen auszuführen.

Die Schrödingergleichung für die 3-Körper Rekombination hängt

von Operatoren ab, die proportional zu $v^2_{\alpha'\beta'}$, $v^2_{\alpha'\beta''}$ und $v^2_{\beta'\beta''}$ sind. Der letzte Term ist aber klein gegenüber den anderen und kann daher vernachlässigt werden. Dadurch erhält man für die isotrope Streufunktion im Schwerpunktsystem,

$$\sigma(\vec{v}_\alpha' \to \vec{v}_\alpha) = \frac{\sigma(v_{\alpha'\beta'}, v_{\alpha'\beta'})}{2\pi v'_{\alpha 0} \sqrt{\frac{m_\beta}{m_\alpha} + \frac{Q_{nm}}{v'^2_{\alpha 0}}}} \, \delta\left(v^2_{\alpha 0} - \frac{m_\beta}{m_\alpha} v'^2_{\alpha 0} - Q_{nm}\right). \tag{A7.8.11}$$

Die Relativgeschwindigkeiten $v_{\alpha'\beta'} = v'_{\alpha\beta}$ und $v_{\alpha'\beta''}$ in Gl. (A7.8.2) und (A7.8.11) lässen sich näherungsweise durch v'_β und v''_β ersetzen. Schliesslich wird das Argument der δ-Funktion in das Laborsystem transformiert und der Faktor m_β/m_α unter der Wurzel im Nenner von Gl. (A7.8.11) gegenüber Q_{nm}/v'^2_0 vernachlässigt. Für das Integral ergibt sich dann der Ausdruck,

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta'\beta'',1}(r, v_\alpha, \mu_\alpha, t) = \frac{m^3_\alpha}{2\pi m^3_\beta} \int \frac{f^{\alpha,1}_m(r, v'_\alpha, \mu'_\alpha, t)\, f^\beta(r, v'_\beta, \mu'_\beta, t)\, f^\beta(r, v''_\beta, \mu''_\beta, t)}{v''_\beta \sqrt{\frac{m^2_\beta}{m^2_\alpha}(v'^2_\beta + v''^2_\beta) \mp \frac{2 m_\beta E_{nm}}{m^2_\alpha}}} \times$$

$$\times \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(v'_\beta, v''_\beta)\, \delta\left[\vec{\Omega}'_\beta \cdot \vec{\Omega}''_\beta - \mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}'_\beta, \vec{v}''_\beta)\right] d^3 v_{\alpha\alpha'}\, d^3 v'_\beta\, d^3 v''_\beta \tag{A7.8.12}$$

$$\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'}, \vec{v}'_\beta, \vec{v}''_\beta) = \frac{m^2_\alpha v^2_{\alpha\alpha'}}{2 m^2_\beta v'_\beta v''_\beta} - \frac{1}{2}\left(\frac{v'_\beta}{v''_\beta} + \frac{v''_\beta}{v'_\beta}\right) \pm \frac{E_{nm}}{m_\beta v'_\beta v''_\beta} - \frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{2 m_\beta}\left(\frac{1}{v''_\beta} \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}'_\beta + \frac{1}{v'_\beta} \vec{\Omega}_{\alpha\alpha'} \cdot \vec{\Omega}''_\beta\right).$$

Bei der nachfolgenden Winkelintegration muss vorausgesetzt werden, dass die Integrationsgrenzen von $v_{\alpha\alpha'}$ unabhängig von $\vec{\Omega}'_\beta \cdot \vec{\Omega}''_\beta$ sind.

Als erstes werden die Elektronenverteilungsfunktionen nach μ'_β und μ''_β bis zum linearen Term entwickelt, wobei der Mischterm weggelassen wird, da er von höherer Ordnung ist. Die Entwicklung ist daher,

$$f^{\beta}(r,v_\beta',\mu_\beta',t)\, f^{\beta}(r,v_\beta'',\mu_\beta'',t) \cong \frac{1}{4\pi}\Big[f_0(r,v_\beta',t)\, f_0(r,v_\beta'',t) + 3 f_1(r,v_\beta',t)\, f_0(r,v_\beta'',t)\, P_1(\mu_\beta') +$$

$$+ 3 f_0(r,v_\beta',t)\, f_1(r,v_\beta'',t)\, P_1(\mu_\beta'')\Big]. \qquad \text{(A7.8.13)}$$

Die δ-Funktion wird wie üblich nach Gl. (A7.1.33) entwickelt, so dass folgende Winkelintegrationen entstehen:

$$W_0 = \sum_{l,m} \frac{2l+1}{2} \int P_l[\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'')]\, Y_{lm}(\vec{\Omega}_\beta')\, Y^*_{lm}(\vec{\Omega}_\beta'')\, d^2\vec{\Omega}_\beta'\, d^2\vec{\Omega}_\beta''$$

$$W_{11}(\vec{v}_{\alpha\alpha'},v_\beta') = \sum_{l,m} \frac{2l+1}{2} \int P_l[\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'')]\, P_1(\mu_\beta')\, Y_{lm}(\vec{\Omega}_\beta')\, Y^*_{lm}(\vec{\Omega}_\beta'')\, d^2\vec{\Omega}_\beta'\, d^2\vec{\Omega}'' \qquad \text{(A7.8.14)}$$

$$W_{12}(\vec{v}_{\alpha\alpha'},v_\beta'') = \sum_{l,m} \frac{2l+1}{2} \int P_l[\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'')]\, P_1(\mu_\beta'')\, Y_{lm}(\vec{\Omega}_\beta')\, Y^*_{lm}(\vec{\Omega}_\beta'')\, d^2\vec{\Omega}_\beta'\, d^2\vec{\Omega}''.$$

Der Streukosinus im Laborsystem wird im folgenden dargestellt durch (vergl. Gl. (A7.8.12)),

$$\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'') = \mu_0 - x\, P_1(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta') - y\, P_1(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta'')$$

$$\mu_0 = \frac{m_\alpha^2 v_{\alpha\alpha'}^2}{2 m_\beta^2 v_\beta' v_\beta''} - \frac{1}{2}\left(\frac{v_\beta'}{v_\beta''} + \frac{v_\beta''}{v_\beta'}\right) \pm \frac{E_{um}}{m_\beta v_\beta' v_\beta''} \qquad \text{(A7.8.15)}$$

$$x = \frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{2 m_\beta v_\beta''}, \qquad y = \frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{2 m_\beta v_\beta'}.$$

Das Legendre Polynom $P_l(\mu)$ lässt sich durch folgende Formel ausdrücken:

$$P_l[\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'')] = \frac{1}{2^l} \sum_{k=0}^{[\frac{l}{2}]} \frac{(-1)^k (2l-2k)!}{k!\,(l-k)!\,(l-2k)!} \left[\mu_0 - x\, P_1(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta') - y\, P_1(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta'')\right]^{l-2k} \qquad \text{(A7.8.16)}$$

oder, wenn der Ausdruck in eckigen Klammern nach dem Binominialsatz entwickelt wird,

$$P_\ell[\mu(\vec{v}_{\alpha\alpha'},\vec{v}_\beta',\vec{v}_\beta'')] = \frac{1}{2^\ell}\sum_{k=0}^{[\frac{\ell}{2}]}\sum_{p=0}^{\ell-2k}\sum_{q=0}^{p}\frac{(-1)^{k+p}(2\ell-2k)!}{k!\,(\ell-k)!\,(\ell-2k)!}\binom{\ell-2k}{p}\binom{p}{q}\,\times$$

$$\times\,\mu_0^{\ell-2k-p}\,x^{p-q}\,y^q\,P_1^{p-q}(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta')\,P_1^q(\vec{\Omega}_{\alpha\alpha'}\cdot\vec{\Omega}_\beta'')\,. \qquad \text{(A7.8.17)}$$

In Gl. (A7.8.17) bedeutet P_1^n die n'te Potenz von P_1 und $[\frac{\ell}{2}]$ die grösste ganze Zahl, die kleiner oder gleich $\ell/2$ ist. Durch wiederholte Anwendung von Gl. (A7.3.28) erkennt man, dass

$$P_1^n(\vec{\Omega}_1\cdot\vec{\Omega}_2) = \sum_{k'=0}^{n}\sum_{q'=0}^{k'}\sum_{k''=0}^{n}\sum_{q''=0}^{k''} C_{q'q''}^{k'k''}\,Y_{k'q'}(\vec{\Omega}_1)\,Y_{k''q''}^*(\vec{\Omega}_2) \qquad \text{(A7.8.18)}$$

ist. Die Konstanten $C_{q'q''}^{k'k''}$ bestehen aus Summen von Clebsch-Gordan Koeffizienten. Der höchste Wert, den k' und k" erreichen, ist n. Setzt man Gl.(A7.8.18) in Gl. (A7.8.15) und diese in Gl. (A7.8.14) ein, so lassen sich die Integrationen ausführen wenn vorausgesetzt wird, dass $\vec{\Omega}_\beta'$ und $\vec{\Omega}_\beta''$ unabhängig voneinander über 4π integriert werden können. Es zeigt sich dann, dass jeweils nur ein einziges ℓ zu W_o, W_{11} und W_{12} beiträgt, und zwar $\ell=0$ zu W_o und $\ell=1$ zu W_{11} und W_{12}. Der Grund dafür ist, dass $Y_{k'q'}(\vec{\Omega}_\beta')Y_{k''q''}^*(\vec{\Omega}_\beta'')$ nur dann einen Beitrag liefert, wenn es gleichzeitig mit Kugelfunktionen der gleichen Ordnung k'q' und k"q" multipliziert wird . Das trifft aber nur dann zu, wenn die Entwicklung zusätzlich mit einem Legendre Polynom von μ_β' oder μ_β'' multipliziert wird, und dann nur für die Ordnung ℓ dieses Polynoms. Das Resultat der Integration ist

$$W_o = 8\pi$$

$$W_{11}(\vec{v}_{\alpha\alpha'},v_\beta') = -\frac{8\pi}{3}\,y\,P_1(\mu_{\alpha\alpha'}) \qquad \text{(A7.8.19)}$$

$$W_{12}(\vec{v}_{\alpha\alpha'},v_\beta'') = -\frac{8\pi}{3}\,x\,P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\,.$$

Das Integral wird dann,

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta'\beta'',1}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = \frac{m_\alpha^3}{\pi m_\beta^3}\int \frac{f_m^{\alpha,1}(r,v_\alpha',\mu_\alpha',t)\,\sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(v_\beta',v_\beta'')}{\sqrt{\frac{m_\beta^2}{m_\alpha^2}(v_\beta'^2+v_\beta''^2) \mp \frac{2m_\beta E_{nm}}{m_\alpha^2}}} \times$$

$$\times\Big\{f_0(r,v_\beta',t)f_0(r,v_\beta'',t) - \frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{2m_\beta}\Big[\frac{1}{v_\beta'}f_1(r,v_\beta',t)f_0(r,v_\beta'',t)+\frac{1}{v_\beta''}f_0(r,v_\beta',t)f_1(r,v_\beta'',t)\Big]P_1(\mu_{\alpha\alpha'})\Big\}\times$$

$$\times d^3v_{\alpha\alpha'}\,v_\beta'^2dv_\beta'\,v_\beta''^2dv_\beta''. \qquad \text{(A7.8.20)}$$

Die letzte Integration ist die über $\Omega_{\alpha\alpha'}$. Mit der Approximation von Gl. (5.8) für $f_m^{\alpha,1}$ ergeben sich folgende Ausdrücke, die in Gl. (A7.3.16), (A7.3.21) und (A7.3.26) hergeleitet sind:

$$\int f_m^{\alpha,1}(r,v_\alpha',\mu_\alpha',t)\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'} = f^{\alpha,1}_{m,0}(r,v_\alpha,t)\,e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}}\,\frac{\sinh z}{z}$$

$$\int P_1(\mu_{\alpha\alpha'})f_m^{\alpha,1}(r,v_\alpha',\mu_\alpha',t)\,d^2\Omega_{\alpha\alpha'} = f^{\alpha,1}_{m,0}(r,v_\alpha,t)\,e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}}\,\frac{1}{z}\Big(\cosh z-\frac{\sinh z}{z}\Big)P_1(\mu_\alpha) \qquad \text{(A7.8.21)}$$

$$z=\frac{m_\alpha v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_s}\,.$$

Der endgültige Ausdruck für das Integral wird damit,

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m,\alpha'\beta'\beta'',1}(r,v_\alpha,\mu_\alpha,t) = f^{\alpha,1}_{m,0}(r,v_\alpha,t)\,\frac{m_\alpha^2 kT_s}{\pi m_\beta^3 v_\alpha}\int\frac{e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_s}}\,\sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(v_\beta',v_\beta'')}{\sqrt{\frac{m_\beta^2}{m_\alpha^2}(v_\beta'^2+v_\beta''^2)\mp\frac{2m_\beta E_{nm}}{m_\alpha^2}}}\times$$

$$\times\Big\{f_0(r,v_\beta',t)f_0(r,v_\beta'',t)\sinh z - \frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{2m_\beta}\Big[\frac{1}{v_\beta'}f_1(r,v_\beta',t)f_0(r,v_\beta'',t)+$$

$$+\frac{1}{v_\beta''}f_0(r,v_\beta',t)f_1(r,v_\beta'',t)\Big(\cosh z-\frac{\sinh z}{z}\Big)\Big]P_1(\mu_\alpha)\Big\}\,v_{\alpha\alpha'}\,dv_{\alpha\alpha'}\,v_\beta'^2dv_\beta'\,v_\beta''^2dv_\beta''. \qquad \text{(A7.8.22)}$$

Die leichte Asymmetrie in v_β' und v_β'' rührt von der Tatsache her, dass in Gl. (A7.8.2) eine Kollision nur zwischen $A'^{+}(m)$ und e'

angenommen wurde. Die Kollision mit e" muss aber zum gleichen Resultat führen und wird durch den Faktor 2 berücksichtigt.

Der isotrope Teil von Gl. (A7.8.22) ist

$$I^{n,\alpha\beta,0}_{1,m\alpha'\beta'\beta'',1}(r,v_\alpha,t) = f^{\alpha,1}_{m,0}(r,v_\alpha,t)\, \Sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(r,v_\alpha,t)$$

$$\Sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(r,v_\alpha,t) = \frac{m_\alpha^2 kT_S}{\pi m_\beta^3 v_\alpha} \int \frac{e^{-\frac{m_\alpha v_{\alpha\alpha'}^2}{2kT_S}}\, \sigma^{n,\alpha\beta,0}_{m,\alpha'\beta'\beta'',1}(v_\beta', v_\beta'')}{\sqrt{\frac{m_\beta^2}{m_\alpha^2}(v_\beta'^2 + v_\beta''^2) \mp \frac{2m_\beta E_{nm}}{m_\alpha^2}}} \times \qquad \text{(A7.8.23)}$$

$$\times \sinh\left(\frac{m_\alpha v_\alpha v_{\alpha\alpha'}}{kT_S}\right) v_{\alpha\alpha'}\, dv_{\alpha\alpha'}\, v_\beta'\, dv_\beta'\, v_\beta''\, dv_\beta'' .$$

Literatur

[1] Peer, J. und A. Kendl, 2010: „Transcarnial Stimulability of Phosphenes by Long Lightning Electromagnetic Pulses“, in *Phys. Letters **A***, doi: 10.1016

[2] *International Symposium on Ball Lightining* (ISBL): 1988 in Tokyo, 1990 in Budapest, 1992 in Los Angeles, 1995 in Canterberry, 1997 in Tsugawa, 1999 in Antwerpen, 2001 in St. Louis, 2004 in Taiwan, 2006 in Eindhoven, 2008 in Kaliningrad, 2010 in Zelenogradsk

[3] Clarke, A. C., 1980: Mysteries World D; London: Welfare & Fairley

[4] Barry, J. D., 1980: „Ball Lightning and Bead Lightning, Extreme Form of Atmospheric Physics“, Plenunm

[5] Smirnoc, B. M., 1977: Sov. Phys.-Tech. Phys. **22**, 488-499

[6] Dimitriev, M. T., 1969: Sov. Phys.-Tech. Phys. **14**, 284-289

[7] Finkelstein, D., 1969: in Advances in Geophysics, Vol. 13, 131-189; Hrsg. H. Landsberg; London: Academic Press

[8] Zemansky, M.N., 1927: Phys. Rev., **29**, 513

[9] Winterberg, F., 1978: Z. f. Meteorologie, **28**, 263-269

Nachwort zur Theorie über Kugelblitze

Dipl.-Phys. F.

Der theoretische Physiker F. hatte im Jahr 2013 das Manuskript von Prof. Auerbach gelesen und schrieb am 20. Juni 2013 an seinen Kollegen von Ludwiger, dass er *„außerordentlich begeistert"* sei, da Auerbach ein gut ausgear-beitetes und begründetes Modell vorgelegt hätte. Seine Kommentare mögen für die Spezialisten von einigem Wert sein. Daher zitieren wir aus F.s Brief:

„[...] *Im Übrigen sei erwähnt, dass sich meine eigene Doktorarbeit ebenfalls um selbskonsistente Lösungen statistischer Feldtheorien dreht - nur eben nicht bei plasmaphysikalischen Systemen, sondern bei dichten Polymerphasen (mesoskopische Phasen eines "komplexen Fluids"). Von daher weiß ich gut einzuordnen, inwiefern das Modell numerisch behandelt werden könnte. Ich denke wenn man ernsthaft versuchen wollte, das Kugelblitzphänomen auf Grundlage solcher Überlegungen tiefer zu ergründen, so würde man die Theorie deutlich vereinfachen müssen. Anstatt die volle Statistik zu rechnen - wie Auerbach - wäre es sicher zweckmäßiger, Gleichungen für mean-field - Lösungen - möglicherweise auf einer weiter vergröberten Beschreibungsebene - anzusetzen, und diese numerisch zu lösen. Dies wäre äquivalent dazu, Fluktuationen im ursprünglichen System zu vernachlässigen.*

Meine physikalische Idee dazu wäre folgende: Wenn rein prinzipiell ein Kugelblitzphänomen mit diesem theoretischen Erklärungsansatz beschrieben werden kann, so sollte es klar definierte mean-field - Lösungen geben (das ist keine statistische Gleichgewichtslösung - das sucht Auerbach im Endeffekt -, sondern so etwas wie die "typische" Konfiguration des Systems mit dem höchsten Beitrag zum statistischen Gewicht; wenn Sie sich z.B. vorstellen, Sie hätten einen quasi sphärischen Gasball gegeben, der meinetwegen unter äußeren Bedingungen stabil bleibt, so ist sein Gleichgewichtszustand natürlich nicht der sphärisch perfekte Ball, sondern ist als statistisches Mittel über alle möglichen Konfigurationen der Struktur gegeben; die meisten dieser Konfigurationen sind fast sphärisch mit kleinen Abweichungen (-> Fluktuation der ursprünglich perfekten sphärischen Struktur), Konfigurationen mit großen Abweichungen von der Sphäre haben nur sehr geringes statistisches Gewicht, aber die perfekte Gas-Sphäre selbst ist gerade die mean-field - Lösung - es ist die Konfiguration mit höchstem statistischen Gewicht und entspricht sozusagen im Ideal der vorliegenden Struktur; nur die mean-field - Lösung zu ermitteln (die Sphäre) bedeutet, die Fluktuationen im System gänzlich zu vernachlässigen), welche der integralen Kugelblitzstruktur unmittelbar entsprechen. Es sind nun möglicherweise gerade die Fluktuationen im System, welche den Kugelblitz letztendlich destabilisieren und damit zerstören (wie eine platzende Seifenblase...) Mit anderen Worten: Die ideale Kugelblitzstruktur erhält man GERADE als Lösung einer Mean-field - Gleichung. Nur wenn dort solche Lösungen existieren, kann überhaupt ein Kugelblitz

in diesem theoretischen Rahmen möglich sein. Im Anschluss würde man versuchen, systematisch Fluktuationen in die Berechnungen mit einzubringen, um zu testen, inwiefern die Struktur gegenüber solchen Störungen stabil bleibt und, um damit Lebensdauern abzuschätzen. Das scheint mir ein gangbarerer Weg zu sein. Auerbachs Theorie ist noch viel zu kompliziert.

Im Übrigen gebe ich zu bedenken, dass natürlich vermutet werden kann, das gerade bei Kugelblitzen Kopplungseffekte zwischen elektrischen und gravitativen Feldern eine Rolle spielen, dass also die lineare Maxwell-Theorie die Vorgänge nicht korrekt beschreibt, und schon auf der Ebene der Feldgleichungen - durch die gegenseitige Kopplung - eine Nichtlinearität das Phänomen entscheidend prägt. Das ist aber nur eine Randnotiz, die man im Geiste einer systematischen Herangehensweise an das Studium des Phänomens sowieso zunächst ignorieren sollte. [...]*“*

(Auszug eines Briefes von F. an I. von Ludwiger vom 20. Juni 2013.)

---

www.igaap-de.org

ISBN 978-3-00-057321-7

